Orsay
N° 1115. SERIE A
CNRS. AO. 8795

THESE présentée
à l'Université de Paris-Sud
CENTRE d'ORSAY, pour obtenir
LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par Bernard DREVILLON

Sujet : étude des systèmes Q et L produits dans les interactions K^-p à 3,9 GeV/c et 14,3 GeV/c

Soutenue le 27 Avril 1973 devant la Commission d'Examen

Président: M.
P. Lehmann

Examinateurs: M.M.
B.P. Gregory
R.A. Salmeron
R. Vinh Mau

THESE présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

par

Bernard DREVILLON

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet : Etude des systèmes Q et L produits dans les interactions K^-p à 3.9 GeV/c et 14.3 GeV/c.

soutenue le 27 Avril 1973 devant la Commission d'Examen

Président P. LEHMANN

Examinateurs B.P. GREGORY
R.A. SALMERON
R. VINH-MAU

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

Page

I) Introduction et Obtention des Données

A - Introduction

1 - But de l'étude 1

2 - Revue des données existantes 2

3 - Présentation du travail 6

B - Obtention des données

1 - Généralités expérimentales 8

2 - Identification des différentes réactions 13

3 - Détermination des sections efficaces 22

Légendes des figures de la première partie.

II) Description des Systèmes à Basses Masses $K\pi\pi$

A - Séparation du système diffractif $K\pi\pi$

1 - Présentation générale des réactions $K^-p \to K\pi\pi N$ 25

2 - Méthode de l'espace de phase longitudinal 31

3 - La réaction $K^-p \to K^-p\pi^+\pi^-\pi^0$ 35

B - Etude des spectres de masse $(K\pi\pi)^-$

1 - Ajustement de Breit-Wigner 37

2 - Comparaison des spectres de masse $K^-\pi^+\pi^-$ et $K^\circ\pi^-\pi^\circ$ 39

C - Etude des modes de désintégration du Q et du L

1 - Réactions $K^-p \to (K\pi\pi)^-p$ 42

2 - Autres modes de désintégration 44

.../

D - Analyse des distributions angulaires de désintégration du système $K\pi\pi$

1 - Distribution angulaire de la normale au plan de désintégration du système $K\pi\pi$ 47

2 - Distribution angulaire du K incident par rapport à un système d'axes interne au système $K\pi\pi$ 51

3 - Le mode $K^*(890)\pi$ 52

4 - Le mode $K^*(1420)\pi$ 59

5 - Autres modes de désintégration 61

E - Analyse du diagramme de Dalitz

1 - Formalisme utilisé 64

2 - Diagramme de Dalitz à 14.3 GeV/c 66

3 - Diagramme de Dalitz à 3.9 GeV/c 73

4 - Conclusion sur les ajustements du diagramme de Dalitz. 77

F - Conclusions sur la deuxième partie 81

Légendes des figures de la deuxième partie.

III) Etude des Mécanismes de Production du Q et du L

A - Sections efficaces de production

1 - Variation en fonction de l'énergie de la section efficace de production du système $K^-\pi^+\pi^-$ 82

2 - Utilisation des diagrammes de Van Hove 86

B - Etude des distributions $d\sigma/dt$

1 - Distributions en transfert dans la région du Q 90

2 - Variation de la pente en fonction de la masse $K\pi\pi$ 91

3 - Effet de croisement à haute énergie 92

4 - Conséquences sur les mécanismes de production. 94

C - Echange d'Isospin dans la production du Q et du L.

1 - Principe de l'analyse 101

2 - Détermination de la proportion d'échange d'isospin I=1 103

3 - Production du Q par échange d'Isospin I = I dans la réaction $K^- p \to K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0$ 104

D - Test de la conservation d'hélicité dans la production du système $K\pi\pi$

1 - Rappel de la situation expérimentale 107

2 - Hélicité dans la voie s 108

3 - Hélicité dans la voie t 109

E - Comparaison des systèmes $(K\pi)^\circ$ dans les réactions $K^- p \to K^- \pi^+ p\pi^-$ et $K^+ p \to K^+ \pi^- \Delta^{++}$ 111

F - Conclusions sur la troisième partie

Légende des figures de la troisième partie 116

IV) Conclusion 117

Annexe A 122

Annexe B 130

References 134

Remerciements 142

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544710_0010

PREMIERE PARTIE

I. INTRODUCTION ET OBTENTION DES DONNEES

A. Introduction

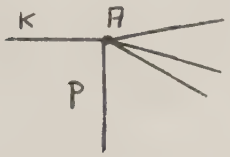
1) But de l'étude

Le présent travail porte sur l'étude des systèmesQ et L, c'est-à-dire des deux zones de masse $(K\pi\pi)^-$ suivantes :

i) Région du Q $M(K\pi\pi)^- < 1.5$ GeV

ii) Région du L $1.5 < M(K\pi\pi)^- < 2.0$ GeV

Le Q et le L sont produits préférentiellement de manière diffractive. Nous entendons par diffraction une



production par échange d'une particule virtuelle P au vertex A dans le cas où les nombres quantiques de P sont ceux du vide (spin et isospin zéro, parité et conjugaison de charge +). Cette notion a été introduite antérieurement aux modèles d'échange, par analogie avec la diffraction optique.

Si nous considérons P comme une particule de spin-parité 0^+ sur sa couche de masse, le K^- étant un état 0^-, le système Q appartiendra à la série non naturelle $0^-1^+2^-3^+$ etc... Cette loi empirique est la règle de Gribov-Morrison, elle est assez bien vérifiée expérimentalement.

Les caractéristiques principales des systèmes diffractifs sont d'être émis à petit transfert K-Q avec une section efficace de production à peu près constante

en fonction de l'impulsion incidente.

Nous allons commencer par résumer brièvement la situation expérimentale actuelle.

2) Revue des données existantes

Nous allons successivement envisager la région du Q et la région du L.

a) La région du Q

Les données existantes ont été obtenues grâce à deux types d'expérience. D'abord celles qui observent une accumulation d'événements aux basses masses $K\pi\pi$ dans des réactions du type $K\ T \to K\ \pi\ \pi\ T$, où T peut être un proton, un neutron, un noyau de deutérium ou un noyau plus lourd. Et, d'autre part, celles qui observent cette accumulation dans des réactions non diffractives. Les premières expériences ont montré que le Q :

i) était une zone de masse large ($\Gamma \sim 300$ MeV) produite à très petit transfert K-Q. Une évidence pour un croisement entre les sections efficaces différentielles $K^\circ p \to Q^\circ p$ et $\overline{K^\circ} p \to \overline{Q^\circ} p$ a été établie.[1)]

ii) avait une section efficace de production dans les réactions $K^+ p \to Q^+ p$ et $\overline{K^\circ} p \to Q^\circ p$ variant en p_{Lab}^{-n} en fonction de l'impulsion incidente p_{Lab} avec $n \sim .6$.

iii) se désintégrait surtout en $K^*(890)\pi$, et aussi en $K\rho$. Récemment, une contribution $K\varepsilon$ a été proposée (le ε est un état $\pi\pi$ de spin-parité 0^+)[2)].

iv) avait un isospin 1/2.

v) semblait être un objet de spin parité 1^+ (mais 2^- n'est pas impossible). Certaines expériences penchent pour une contribution 0^- en plus de l'état 1^+ dominant [3].

Les expériences du 1er type diffèrent quant à leurs conclusions concernant des éventuelles structures dans la région du Q. Certaines penchent pour deux ou plusieurs résonances dans la région du Q [4,5,6]. Pour certains auteurs le K^* (1420) rend compte d'une structure située vers 1400 MeV [7,8], d'autres fois, ce n'est pas le cas [3,2,10]. Dans cet ordre d'idées, Firestone, dans une compilation des données des expériences $K^{\pm}p$ de 2.15 à 13 GeV/c [11], a montré que deux Breit-Wigner expliquaient les données à toutes les énergies, le pic du Q étant incompatible avec une seule Breit-Wigner. Des analyses des expériences K^+p ont montré que ces deux états Q_H et Q_L différaient par leur rapport de branchement $(Q \to K\rho)/(Q \to K^*(890)\pi)$ [12]. Cela pouvant impliquer des différences entre les spectres de masse $K^\circ\pi^+\pi^\circ$ et $K^+\pi^+\pi^-$ ce qui n'a été observé que dans une seule expérience [13].

D'un autre point de vue, au lieu d'une interprétation en terme de résonances, plusieurs expériences interprétent raisonnablement leurs données avec des modèles de Deck ou multi-Regge. C'est-à-dire une dissociation du faisceau en $K^*(890)\pi$ avec ensuite une diffusion élastique du π sur la cible [14,17].

En plus des réactions dont nous venons de parler, il existe aussi des réactions non diffractives utilisant des $\bar{p}$ ou des π^- incidents [18-22]. En particulier, une résonance se désintégrant en $K\pi\pi$, le meson C a été mis en évidence dans la réaction $\bar{p}p \to K\bar{K}\pi\pi$ à l'arrêt [21] avec une masse de $1242\ ^{+9}_{-10}$ MeV et une largeur de 127^{+7}_{-25}. Le rapport de branchement en $K^*(890)\pi$ et $K\rho$ étant respectivement de $(.25 \pm 10)$ et $(.75 \pm .10)$, ses nombres quantiques J^{PC} seraient 1^{++}. De même une structure autour de 1300 MeV a été trouvée dans la réaction $\pi^- p \to \Lambda K\pi\ \pi$ [20], elle peut être interprétéecomme une résonance étroite de 60 MeV de large, d'isospin 1/2 se désintégrant en $K^*(890)\pi$ et $K\rho$.

En conclusion, de nombreux points concernant la nature, la structure, les désintégrations et le mode de production du Q ne sont pas encore résolus.

b) <u>La région du L</u>

La situation expérimentale est beaucoup plus confuse dans la région du L. Nous envisagerons successivement les réactions diffractives et non-diffractives. Un pic à environ 1800 MeV avec une largeur de 150 à 250 MeV a été observé dans les spectres de masse $K\pi\pi$ dans plusieurs expériences étudiant les réactions $K^{\pm}p$ et K^-d [23-30]. Le L est un objet d'isospin 1/2 produit à petit transfert. La variation de sa section efficace de production en fonction de l'énergie n'a jamais été étudiée. Ce serait un état de spin-

parité 2^-, mais 1^+ et 3^+ sont possibles, ce résultat n'étant fondé que sur des analyses n'envisageant qu'un seul état de spin-parité dans cette région.

Les modes de désintégration du L sont très controversés. Le mode de désintégration dominant est $K^*(1420)\pi$. L'existence d'autres modes a été présentée dans plusieurs expériences[24,29,30]. Les modes $K\omega$ et $K\phi$ ont été rapportés par certaines expériences,[23] alors que d'autres n'ont trouvé aucune évidence pour ces deux désintégrations[28,30]; il en est de même du mode $K^*(890)\pi$. Des désintégrations en $K^*(890)\rho$ et $K^*(890)\omega$ ont été observées dans une seule expérience.[30]

De même que le Q, le L a été interprété à l'aide d'un modèle de multi-Regge[31]. L'interprétation du L en terme de résonances est souvent mise en doute[28], car seul le mode $K^*(890)\pi$ est cinématiquement loin du seuil.

Une structure a été également observée, présentée comme un objet différent du L, dans les réactions non diffractives $K^+n \to K^+\pi^-p$ et $K^+n \to K^+\pi^-p\pi^\circ$[32,33] avec une masse d'environ 1760 MeV et une largeur de 60 MeV. Cette structure a également été observée dans la réaction $K^-p \to \overline{K^\circ}\pi^-p$[34]. Son spin et sa parité sont mals déterminés, 3^- est la solution préférée, ce qui est possible puisqu'il se désintégre en $K\pi$.

En conclusion, il existe de nombreux problèmes au sujet du L, en particulier nous possèdons peu d'informations concernant sa production.

3) Présentation du travail

De nombreux problèmes concernant le Q et le L ne sont donc pas encore résolus. La principale question étant : ces objets peuvent-ils être interprétés en terme de résonances ? Et si oui, par une ou par plusieurs ?

Pour cela, nous étudierons la production des systèmes $K\pi\pi$ produits dans les interactions K^-p à 3.9 GeV/c et 14.3 GeV/c. Nous nous intéressons plus particulièrement aux réactions :

$$K^-p \to K^-p\,\pi^+\pi^- \quad (1)$$

$$K^-p \to \overline{K^0}p\,\pi^-\pi^0 \quad (2)$$

$$K^-p \to \overline{K^0}\,\pi^+\pi^-n \quad (3)$$

Ces réactions n'ont été jusqu'à présent étudiées de manière systématique qu'à 10.1 et 12.6 GeV/c [23,35] avec des statistiques environ 4 fois plus faibles que celles que nous utilisons ici (si nous prenons la réaction 1 comme référence). Par contre les réactions correspondantes dans les interactions K^+p ont été étudiées à plusieurs énergies avec des statistiques élevées [13,36].

La deuxième partie sera consacrée à l'étude des objets Q et L proprement dits. Cela nous amènera à étudier les spectres de masse $K\pi\pi$, les modes de désintégration, les distributions angulaires de désintégration et enfin le diagramme de Dalitz dans la région du Q.

La troisième partie sera consacrée aux mécanismes de production du Q et du L, c'est-à-dire la variation de la section efficace de production en fonction de l'énergie, les distributions en fonction du transfert, la détermination de la proportion d'Isospin I = 1 échangée, le problème de la conservation de l'hélicité et l'étude des distributions angulaires de désintégration du système $K^-\pi^+$.

B. Obtention des données

1) Généralités expérimentales

a) Lot expérimental

Les événements que nous avons utilisésdans ce travail proviennent de deux expériences réaliséesdans la chambre à bulles de 2m du CERN remplie d'hydrogène. Dans la première, cette chambre a été exposée à un faisceau de K^- séparé électrostatiquement, d'impulsion moyenne 3.95 GeV/c (exp.a). Dans la deuxième nous avons utilisé un séparateur à haute fréquence pour réaliser un faisceau de K^- de 14,25 GeV/c (exp. b), c'est-à-dire l'une des plus hautes énergies accessibles avec des K^- incidents. La précision sur le faisceau a été évaluée à 50 MeV/c dans le premier cas [37] et à 100 MeV/c dans le 2ème cas. La contamination en π^- a été évaluée à moins de 2% dans les deux cas.

Le lot expérimental est constitué par 250.000 photographies dans le 1er cas, correspondant à 5.6 événements par micro-barn [38] . L'expérience K^-p à 14.3 GeV/c est une expérience à haute statistique comprenant 1.200.000 photos environ ; ces photos ont été prises en 5 périodes différentes, nous les confondrons dans cet exposé. Le nombre d'interactions est d'environ 0.8 événement par photo en moyenne sur tout le lot expérimental. Le présent travail ne porte que sur un peu moins de la moitié de la statistique finale ce qui correspond à 10 événements par micro-barn environ.

L'expérience K^-p à 3.9 GeV/c a été réalisée par une collaboration comprenant les laboratoires de l'Ecole Polytechnique et de Saclay. L'expérience K^-p à 14.3 GeV/c a été réalisée par une collaboration comprenant les laboratoires de l'Ecole Polytechnique, Saclay et de Rutherford High Energy Laboratory (RHEL).

Nous allons commencer par décrire brièvement la procédure expérimentale suivie dans l'expérience K^-p à 14,3 GeV/c. Nous avons participé à toutes les phases de cette expérience, à 3,9 GeV/c nous n'avons pris part qu'à l'analyse finale des données.

b) Dépouillement

Toutes les photographies du lot que nous avons utilisé dans ce travail ont été dépouillées deux fois, de manière indépendante. L'efficacité de dépouillement globale est d'environ 99% pour les trois laboratoires. Les événements que nous avons utilisés sont du type 4 branches, 2 branches V° ou 4 branches V°*; pour ces topologies, l'efficacité de dépouillement est supérieure à 99%. Afin de pouvoir mesurer les traces secondaires sur une distance suffisante, nous n'avons retenu que les interactions situées dans un volume fiduciel de 103 cm de long. Pour les mêmes raisons, nous n'avons retenu que les V° dont le sommet est situé dans un volume de 140 cm de long.

---

* Un V° est constitué par la désintégration en deux corps d'une particule neutre.

Les critères de dépouillement ayant été décrits précédemment[39,40], nous n'en parlerons pas ici.

c) Mesure et Remesure

Les trois laboratoires de la collaboration K^- 14,3 GeV/c disposant de différents appareils, la procédure de mesure varie suivant les laboratoires. A RHEL et à Saclay, tous les événements ont été mesurés à l'aide d'appareils à digitiser du type H.P.D.[40]. Par contre, à l'Ecole Polytechnique, les événements avec V° ont été mesurés sur des Iep en ligne avec une calculatrice. Les événements présentant des erreurs de reconstruction géométrique ou mal mesurés ont été remesurés sur des Iep. Le nombre d'événements à remesurer dépend beaucoup de la topologie ; pour les topologies que nous avons utilisées ici,il peut être évaluer à 20 ou 25% environ. Après une première remesure, on peut évaluer à 5% le nombre d'événements qui seraient encore à remesurer. Nous avons inclu peu de remesures dans notre lot, mais nous en avons tenu compte lors des calculs de sections efficaces, comme nous le verrons par la suite.

d) Chaîne de programmes

Nous ne décrirons ici que la chaîne de programme utilisée à l'Ecole Polytechnique. A Saclay, une chaîne voisine[40] a été utilisée. La reconstruction géométrique des traces a été réalisée à l'aide d'une version modifiée du programme Thresh[41]. L'ajustement des hypothèses ciné-

matiques a été effectué à l'aide d'un programme Grind [42] . A ce programme a été ajouté un programme "Judge" qui permet le choix de l'hypothèse lorsque l'ionisation des traces ne peut apporter d'information sur l'événement. C'est ainsi que nous avons rejeté toute hypothèse dont la probabilité du χ^2 est dix fois plus petite que la probabilité correspondante pour une autre hypothèse. De même nous n'avons jamais retenu plus de 3 hypothèses pour un même événement. D'autres critères ont été appliqués dans le cas des hypothèses comprenant plus d'une particule neutre. Nous n'en parlerons pas ici.

Dans le cas où l'ionisation des traces peut permettre de choisir entre les différentes hypothèses, nous avons opéré un dépouillement manuel du programme Grind. L'opératrice, après avoir examiné l'ionisation des traces, pouvait choisir automatiquement la (ou les) hypothèses retenues à l'aide d'un programme conversationnel "Preslice" avec [43] une bande magnétique. Le programme permettant de faire remesurer automatiquement l'événement dans le cas où l'ajustement cinématique a été perturbé par une cause géométrique.

Enfin, les données physiques relatives à une hypothèse, par exemple la probabilité, le poids, les quadrivecteurs impulsion-énergie des traces avant et après ajustement, etc. ont été réordonnées ou calculées à l'aide d'une version modifiée du programme Slice [44] . Tous les événements sont ainsi mis sous une forme commode pour l'analyse : la D.S.T. (Data Summary Tape).

Cette mise au point de la chaîne de programme nous a amené à étudier les qualités techniques de la chambre à bulles de 2m du CERN, en particulier le problème des distorsions, qui sont très sensibles à hautes énergies. Nous ne reviendrons pas sur ce problème, une étude précédente lui ayant déjà été consacrée [39].

e) L'expérience $K^- p$ à 3.9 GeV/c

Différents aspects de cette expérience ont déjà été décrits [37, 43, 45, 46]. Le dépouillement a été effectué de manière très semblable dans les deux expériences. La mesure des événements que nous avons utilisé a été effectuée sur le H.P.D. du Collège de France. Après s'être assuré que l'absence de remesures ne biasait pas le lot total, aucune remesure n'a été inclue. La chaîne de programme utilisée est voisine de celle que nous avons décrite. La principale différence réside dans le fait que l'information d'ionisation (liée à la densité de digitisation) étant disponible, le "Judge" incorporé au Grind a permis de choisir automatiquement les hypothèses pour la quasi-totalité des événements. Cela a été également le cas pour une partie des événements de l'expérience b) qui ont été mesurés à Saclay et à RHEL.

2) Identification des différentes réactions

Nous allons étudier d'abord les états finals à 14.3 GeV/c que nous utiliserons par la suite. Le nombre d'événements pour chaque réaction est donné dans la table 1.

a) Réaction $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^-$ (1)

Pour tous les événements du type 4 branches reconstruits de manière satisfaisante, nous avons essayé d'ajuster différentes hypothèses cinématiques. Nous avons sélectionné les événements de la réaction (1) en retenant tous les événements qui ont satisfait l'hypothèse à 4 contraintes $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^-$, avec une probabilité supérieure à 10^{-3}, même dans le cas où l'événement vérifiait d'autres hypothèses. Dans tous les cas, nous avons vérifié la compatibilité des ionisations expérimentales et théoriques. Ces événements sont sujets à 3 types d'ambiguïté : ambiguïté avec d'autres hypothèses à une contrainte, ambiguïté avec d'autres hypothèses à 4 contraintes, et enfin, l'ambiguïté entre deux hypothèses (1) causée par la permutation de traces de même signe ($\pi^- K^-$ ou $p\pi^+$). Nous allons examiner successivement ces trois types d'ambiguïté.

- Ambiguïté avec d'autres hypothèses à 1 contrainte

Les hypothèses à une contrainte ambiguë avec la réaction (1) sont essentiellement du type $K^- p \pi^+ \pi^- \pi^\circ$. Nous avons, dans ce cas, toujours choisi l'hypothèse (1) qui est l'hypothèse la plus contrainte. Nous pouvons remarquer qu'une contamination d'événements avec un π° manquant se traduirait par un déplacement de l'énergie manquante moyenne vers les valeurs positives et par une accumulation d'événements ayant une masse manquante carrée voisine de .02 GeV^2. Nous n'avons observé aucun de ces deux effets.

- Ambiguïté avec d'autres hypothèses à 4 contraintes

C'est le cas où l'hypothèse (1) est ambiguë avec des hypothèses du type $K^- p \to K^- p\, K^+ K^-$ ou $K^- p \to K^- p \bar{p} p$. Cette ambiguïté existe pour moins de 3% des événements ayant satisfaits l'hypothèse (1). Dans ce cas, nous avons choisi l'hypothèse ayant la meilleure probabilité. Nous avons ainsi obtenu 6093 événements pour la réaction (1).

- Ambiguïté entre hypothèses du type (1)

Cette ambiguïté peut être de deux types : ambiguïté $\pi^+ p$ ou ambiguïté $\pi^- K^-$, ces deux ambiguités pouvant intervenir simultanément.

Comme nous le verrons par la suite, le proton est émis vers l'arrière dans le système du centre de

masse, il est donc lent dans le laboratoire : son impulsion est généralement inférieure à 1 GeV/c. Dans ces conditions, nous avons pu presque toujours résoudre l'ambiguïté $p\pi^+$ en utilisant l'ionisation des traces. L'effet de cette ambiguïté est donc négligeable (de l'ordre de 1%),dans ce cas nous avons choisi l'hypothèse la plus probable.

Beaucoup plus importante est l'ambiguïté $K^-\pi^-$. En effet, comme nous le verrons, le système $K^-\pi^+\pi^-$ est émis vers l'avant dans le centre de masse, ce qui fait que le π^- et le K^- sont généralement rapides dans le laboratoire. Leurs impulsions sont donc beaucoup plus grandes que 700 MeV/c, par conséquent, on ne peut pas les identifier par ionisation. De même, le carré de leursimpulsionsétant très grand devant les masses carrées du π ou du K, la contrainte d'énergie manquante nulle sera satisfaisante en permutant les deux traces π^- et K^-. Seule la probabilité de l'ajustement variera dans les deux cas. Si nous appelons ambigus les événements tels que le rapport R des probabilitésdes deux ajustements est inférieur à 10, nous obtenons 20% d'ambigus $K^-\pi^-$ pour l'ensemble de la réaction (1). Les traces négatives étant très rapides, la probabilité varie peu d'une hypothèse à l'autre, c'est ainsi que 50% des ambigus sont tels que le rapport des probabilités des deux ajustements est inférieur à 1.5.

Comme nous le verrons au chapitre suivant, les systèmes $K^-\pi^+\pi^-$ sont émis d'autant plus dans la direction du K^- incident que la masse $K^-\pi^+\pi^-$ est petite. Le nombre d'ambigus $K^-\pi^-$ va donc varier en fonction de la masse $K^-\pi^+\pi^-$, il est de 30% environ dans la région du Q, de 20% pour la région du L et tombe à moins de 10% pour $M(K^-\pi^+\pi^-) > 2.0$ GeV.

Pour résoudre cette ambiguïté, nous avons, comme précédemment, choisi l'hypothèse ayant la plus grande probabilité. Pour justifier ce procédé, nous allons étudier comment le signal du $K^{*\circ}(890)$ est affecté par cette ambiguïté. Nous avons choisi le $K^{*\circ}(890)$ en raison de sa faible largeur (50 MeV) .Considérons la masse effective $K^-\pi^+$ pour les événements non ambigus, c'est-à-dire pour lesquels R est supérieur à 10 (fig. 1a), la largeur à mi-hauteur du K^* est de 60 MeV , ce qui correspond à notre résolution expérimentale. Le signal du K^* est également présent dans la fig. 1b (hypothèse la plus probable) quoique légérement élargi Γ = 80 MeV . Nous avons d'ailleurs vérifié que cette largeur était toujours de 80 MeV dans le cas où R est inférieur à 1.5. Par contre, il n'y a plus, à proprement parlé, de signal de K^* dans la fig. 1c (hypothèse la moins probable). Nous constatons donc, qu'en choisissant l'hypothèse la plus probable, on se trompe dans beaucoup moins de la moitié des cas.

D'autre part, le K^*, pour les événements où R est supérieur à 5, a une largeur de 60 MeV , pour cette raison, nous appelerons dorénavant ambigus les événements pour lesquels R est inférieur à 5 ; ce qui donne finalement 17% d'ambigus. On peut en conclure qu'il y a dans notre lot moins de 8% de mauvaises hypothèses (moins de 12% dans la région du Q).

Cependant cette ambiguïté $K^-\pi^-$ provoque un biais non négligeable dans nos données, surtout dans la région du Q. D'une part, cette ambiguïté dégrade la résolution expérimentale. D'autre part, une mauvaise identification d'événements du type $K^*(890)\pi$ provoque une accumulation dans la masse $\pi^+\pi^-$ à 720 MeV environ, (cf. fig. 2). Par contre la masse $\pi^+\pi^-$ étant moins piquée, une mauvaise identification créera un fond assez plat dans la masse $K^-\pi^+$ (cf. fig. 1c). Ceci rend difficile la détermination du rapport de branchement ρ/K^* du Q.

Pour finir, nous pouvons remarquer que d'autres études de cette ambiguïté ont conduit à des conclusions similaires[13].

b) Réaction $K^-p \to \overline{K^0}p\,\pi^-\pi^0$ (2)

Ces événements sont du type 2 branches V°. Nous avons retenu tous les événements compatibles avec l'ionisation pour lesquels la probabilité de l'ajustement cinématique est supérieure à 10^{-3}. L'hypothèse (2) étant une hypothèse à une contrainte, nous n'avons pas retenu les événements qui présentaient une ambiguïté avec l'hypothèse à 4 contraintes $K^0p\,\pi^-$.

Certains événements qui satisfont l'hypothèse (2) présentent une ambiguité avec une autre hypothèse à une contrainte (essentiellement $K^- p \to \overline{K^0}\pi^+\pi^- n$) ; nous avons choisi dans ce cas l'hypothèse ayant la plus grande probabilité, moins de 3% d'événements présentent cette ambiguïté. Elle disparaît, à cause de l'ionisation, pour les événements qui ont un proton lent.

Une autre source de contamination peut provenir d'événements du type $K^- p \to \overline{K^0}\pi^- p\ \eta^\circ$ ou $K^- p \to \overline{K^0}\pi^- p\ n\pi^\circ$ ($n > 1$). La fig. 3a montre la masse manquante carrée MM^2 pour tous les événements du type 2 branches-V° satisfaisant l'hypothèse (2). Si nous ne retenons que les événements pour lesquels $MM^2 < .18\ GeV^2$, nous obtenons 1781 événements. Après cette coupure, la contamination est de moins de 2%, c'est-à-dire tout à fait négligeable.

c) <u>Réaction $K^- p \to \overline{K^0}\pi^+\pi^- n$ (3)</u>

Les événements de cette réaction sont également du type 2 branches V°, nous avons procédé comme pour la réaction (2). Dans ce cas, il n'y a pratiquement plus d'ambiguïté possible avec une hypothèse à 4 contraintes. La principale source de contamination peut venir des réactions du type $K^- p \to \overline{K^0}\pi^+\pi^-\Delta^\circ$ ou $K^- p \to \overline{K^0}\pi^+\pi^- n(n\pi^\circ)$. Pour cette raison, nous avons rejeté les événements tels que $MM^2 > 1.5\ GeV^2$ (cf. fig. 3b). Cette contamination devient alors négligeable (inférieure à 5%).

Dans le cas d'ambiguïtés avec d'autres hypothèses à une contrainte (essentiellement l'hypothèse (2)), nous avons choisi l'hypothèse ayant la plus grande probabilité. Le lot final de la réaction (3) est de 583 événements, 12% de ces événements présentent le 2ème type d'ambiguïté. Cette proportion tombe à 6% si nous ne considérons que les événements pour lesquels l'impulsion du neutron est inférieure à 1 GeV/c.

d) Réaction $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ (4)

Les événements de cette réaction sont du type 4 branches. Comme nous l'avons dit précédemment, nous avons exclu, après vérification de l'ionisation, les événements qui satisfont l'ajustement à 4 contraintes (1). Il nous reste 3 types d'ambiguïtés possibles : ambiguïté avec d'autres hypothèses à une contrainte, ambiguïté avec des hypothèses multi-neutres (ou avec η° manquant) et enfin des ambiguïtés dues à des permutations de traces de même signe.

De nombreux candidats à la réaction (4) satisfont d'autres hypothèses à une contrainte (essentiellement $K^- p \to \pi^- \pi^- p \pi^+ \overline{K^\circ}$), nous avons alors retenu comme précédemment l'hypothèse ayant la plus grande probabilité. 22% des événements du lot final présentent cette ambiguïté, dont 17% avec l'hypothèse avec $\overline{K^\circ}$ manquant.

De même que pour la réaction (1), l'ambiguïté $K^- \pi^-$ est très importante, elle affecte environ 17% de notre lot final (nous avons toujours choisi l'hypothèse ayant la plus grande probabilité).

Comme nous l'avons vu lors de l'étude de la réaction (2), nous avons dû faire une coupure en MM^2 à .18 GeV^2 pour éliminer les événements avec η° manquant, où multi-neutres. Notons également qu'une hypothèse multi-neutre (70% des événements du type 4 branches) peut,après permutation de trace ($K^-\pi^-$ par exemple), être compatible avec un π° manquant. Cette contamination est difficile à évaluer. Notre lot expérimental se compose finalement de 6361 événements.

En résumé, en plus d'une possible contamination par des événements du type $K^-p\ \pi^+\pi^-MM^2$, 40% à peu près de notre lot final présentent une ambiguïté quelconque, il sera donc difficile de tirer des conclusions très quantitatives dans l'étude de cette réaction.

e) Les autres réactions considérées

L'étude des modes de désintégration du L nous amènera à étudier plusieurs autres réactions à 14.3 GeV/c :

$$K^-p \rightarrow K^-K^+K^-p \quad (5)$$

$$K^-p \rightarrow \overline{K^\circ}p\ \pi^+\pi^-\pi^- \quad (6)$$

$$K^-p \rightarrow \overline{K^\circ}p\ \pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ \quad (7)$$

Les événements appartenant à la réaction (5) sont du type 4 branches, c'est une réaction à 4 contraintes et présente donc peu d'ambiguïtés, sauf avec la réaction (1) comme nous l'avons vu (de l'ordre de 10%). Les événements appartenant aux réactions (6) et (7) sont du type 4 branches-V°,

la première est une réaction à 4 contraintes et la seconde à 1 contrainte. Dans ce cas, comme dans toutes les réactions avec un π° manquant, nous avons exclu les événements pour lesquels $MM^2 > .18$ GeV^2. De plus, dans le cas d'ambiguïtés entre les réactions (6) et (7), nous avons choisi l'hypothèse (6). Dans tous les autres cas, nous avons choisi l'hypothèse ayant la plus grande probabilité. D'une manière générale, la proportion d'ambigus dans ces réactions est beaucoup plus faible que dans les réactions (4) et (1).

Le nombre d'événements et la section efficace correspondante sont donnés dans la table 1, pour ces trois réactions.

f) Les réactions (1), (2) et (3) à 3.9 GeV/c

Le fait de travailler à plus basse énergie facilite d'une manière générale la séparation des différents canaux. L'énergie des particules étant en moyenne plus basse, l'ionisation joue un plus grand rôle. De plus, la meilleure résolution expérimentale permet de séparer les canaux à une contrainte des multi-neutres.

A 3,9 GeV/c, nous étudierons les 3 réactions suivantes :

$K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^-$ (1) 6996 événements

$K^- p \to \overline{K^\circ} p \pi^- \pi^\circ$ (2) 2053 événements

$K^- p \to \overline{K^\circ} \pi^+ \pi^- n$ (3) 1560 événements

La première est une réaction à 4 contraintes, du fait de l'ionisation, l'ambiguïté $K^-\pi^-$ y est beaucoup moins importante : environ dans 5% des cas seulement.

Les deux dernières réactions sont des réactions à une contrainte, une simple coupure en probabilité suffit à éliminer les canaux multineutres (cf. figs. 4a et 4b) ou avec η° (ou Δ°) manquant. La seule ambiguïté restante, après utilisation de l'ionisation est l'ambiguïté entre ces deux réactions : 150 événements présentent cette ambiguïté, nous avons également choisi l'hypothèse ayant la plus grande probabilité.

3) Détermination des sections efficaces

Les différentes méthodes de détermination de sections efficaces ayant été souvent étudiées en détail, nous ne décrirons ici que brièvement notre façon de procéder dans l'expérience (b). A haute énergie, la section efficace totale K^-p étant connue avec une grande précision [47], la section efficace pour une réaction particulière sera donnée par :

$$\sigma_R = \frac{N_R}{N_T} (1 + \alpha)\sigma_T$$

N_R = N^{bre} d'événements de la réaction

N_T = N^{bre} total d'interactions

σ_T = (21.5 ± .2)mb est la section efficace total K^-p à 14,3 GeV/c

α = facteur de correction

Nous devons évidemment compter N_R et N_T dans le même lot expérimental (même volume fiduciel, même lot de films, etc...). Le nombre N_R est le nombre réel d'événements ayant satisfaits une réaction donnée, il tient compte des facteurs de visibilité éventuels (par exemple dans les réactions avec $\overline{K^o}$). D'autre part, dans la réaction(1)par exemple, les événements avec un proton d'impulsion inférieure à 100 MeV/c, c'est-à-dire dont le parcours dans l'hydrogène est très petit (de l'ordre de la taille d'une bulle par exemple), appartiennent à la topologie 3 branches. Ces événements ont été ajustés à l'aide d'un ajustement à une contrainte (proton manquant) et sont inclus dans les N_R correspondant.

Le terme α est un facteur correctif qui tient compte des différentes pertes possibles : remesures, pertes du dépouillement, erreurs de parité, imperfection des programmes... C'est ce que l'on appelle le taux de perte. Il est égal au rapport des événements perdus sur le nombre d'événement total. Ce coefficient dépend beaucoup de la topologie, il est grand par exemple pour les hautes multiplicités ; nous avons supposé qu'il était constant pour une topologie donnée. Il dépend de la procédure expérimentale suivie, il n'est pas le même par exemple dans le cas de mesure au Iep ou au HPD. Pour les topologies que nous considérons ici, il est de l'ordre de 20% pour les 4 branches et de 30% pour les 2 branches V°. Il est évidemment d'autant plus petit que le nombre de remesures inclues dans notre lot expérimental est grand.
Cette façon de procéder suppose implicitement que la propor-

tion d'événements d'une réaction donnée, pour une topologie donnée, est la même dans les mesures et dans les remesures. Nous avons constaté en étudiant les remesures que cette hypothèse était bien vérifiée.

Le rapport $\frac{N_T}{\sigma_T(1+\alpha)}$ est le nombre d'événements par microbarn, il est de (8.3 ± .5) pour la topologie 4 branches et de (10.9 ± .5) pour les topologies 4 et 2 branches-V°. La différence entre ces deux valeurs provient du fait que le nombre de films traités n'est pas le même pour ces deux topologies.

Dans l'expérience (a), une méthode sensiblement différente a été employée pour évaluer les sections efficaces des réactions que nous traitons ici[45] .

Les sections efficaces pour toutes les réactions dont nous avons parlé sont données dans la table 1. Les erreurs calculées reflètent les erreurs statistiques et notre estimation des erreurs systématiques (ex : contamination de multi-neutre, etc...).

TABLE I

Nombre d'événements et section efficace par réaction.

ENERGIE INCIDENTE GeV/c	REACTION	Nombre d'EVENEMENTS	SECTION EFFICACE
3.9	$K^- p \to K^0 p \pi^+ \pi^-$ (1)	6996	1250 ± 70
3.9	$K^- p \to \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$ (2)	2053	1240 ± 180
3.9	$K^- p \to \bar{K}^0 n \pi^+ \pi^-$ (3)	1560	940 ± 140
14.3	$K^- p \to \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$ (1)	6093	750 ± 40
14.3	$K^- p \to \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$ (2)	1781	620 ± 30
14.3	$K^- p \to \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- n$ (3)	583	195 ± 15
14.3	$K^- p \to \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^- \pi^0$ (4)	6361	780 ± 80
14.3	$K^- p \to K^- K^+ K^- p$ (5)	246	31 ± 3
14.3	$K^- p \to \bar{K}^0 \pi^+ p \pi^- \pi^-$ (6)	730	260 ± 20
14.3	$K^- p \to \bar{K}^0 \pi^+ p \pi^- \pi^- \pi^0$	1637	570 ± 30

LEGENDE DES FIGURES DE LA 1ère PARTIE

-:-:-:-:-:-

Figure 1 - Spectre de masse $K^-\pi^+$ à 14.3 GeV/c pour :

a) les événements non ambigus

b) les événements ambigus correspondant au plus petit χ^2.

c) les événements ambigus correspondant au plus grand χ^2.

Figure 2 - Spectre de masse $\pi^+\pi^-$ à 14.3 GeV/c pour :

a) les événements ambigus correspondant au plus petit χ^2

b) les événements ambigus correspondant au plus grand χ^2

Figure 3 - Masse carrée manquante à 14.3 GeV/c pour les événements satisfaisant l'hypothèse :

a) $K^-p \to \overline{K^o}\pi^-\pi^o p$

b) $K^-p \to \overline{K^o}\pi^+\pi^- n$

Figure 4 - Masse carrée manquante à 3.9 GeV/c pour les événements satisfaisant l'hypothèse :

a) $K^-p \to \overline{K^o}\pi^-\pi^o p$

b) $K^-p \to \overline{K^o}\pi^+\pi^- n$

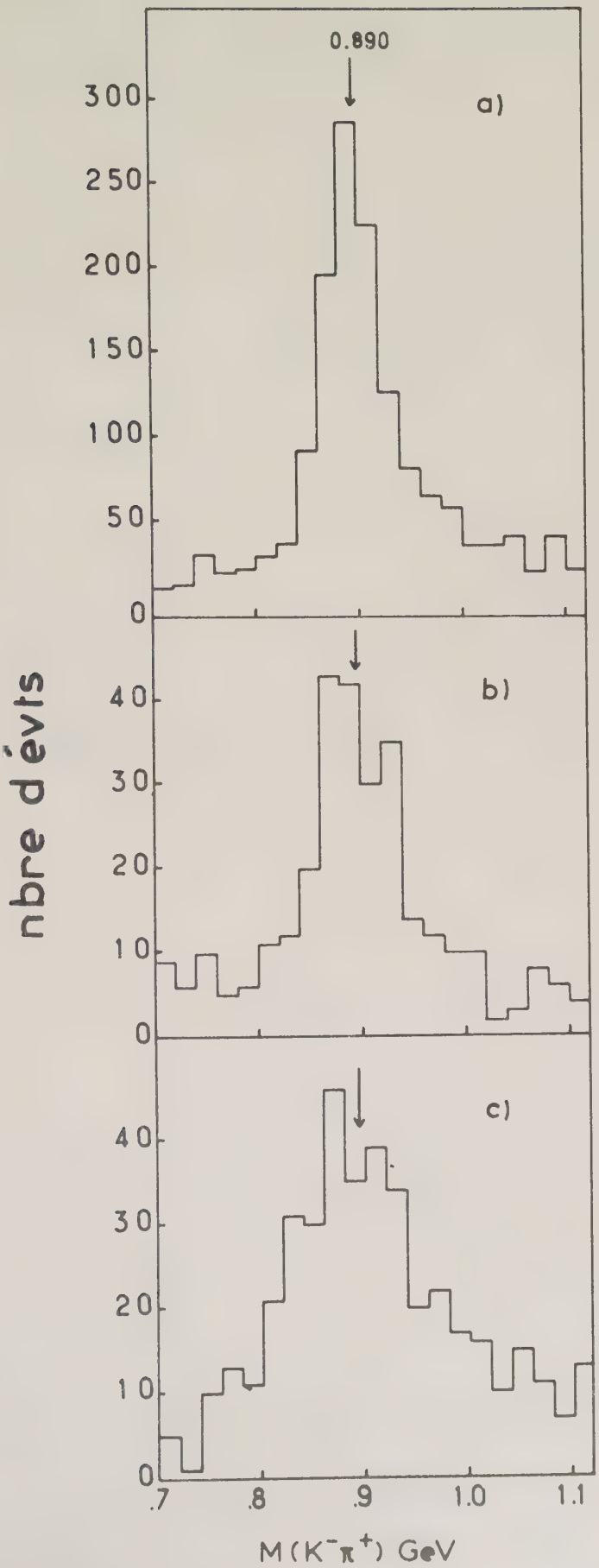

0.890
a)
b)
c)
300
250
200
150
100
50
0
40
30
20
10
0
40
30
20
10
0
.7
.8
.9
1.0
1.1
nbre d évts
M(K⁻π⁺) GeV

Fig.1

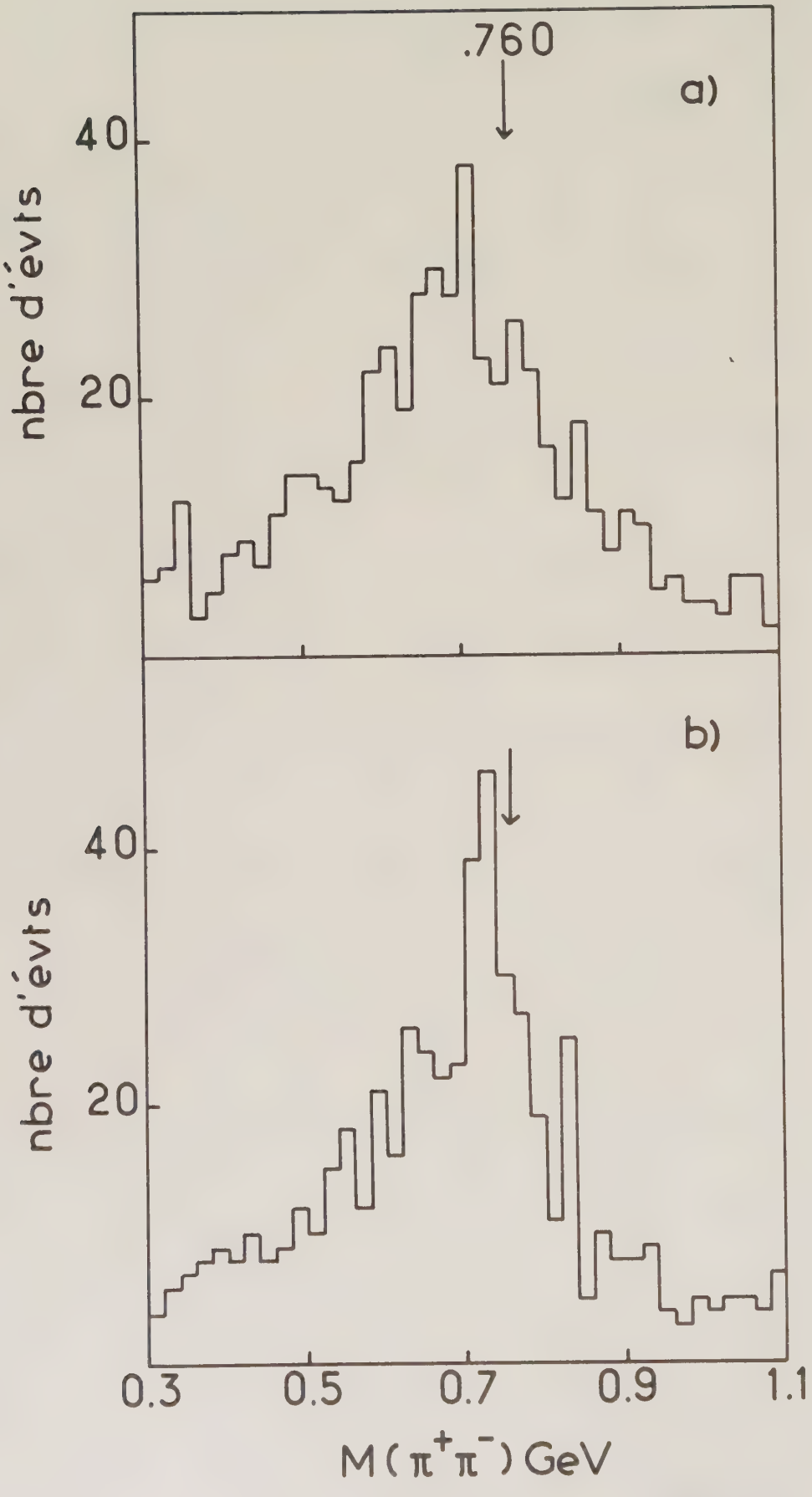


Fig.2

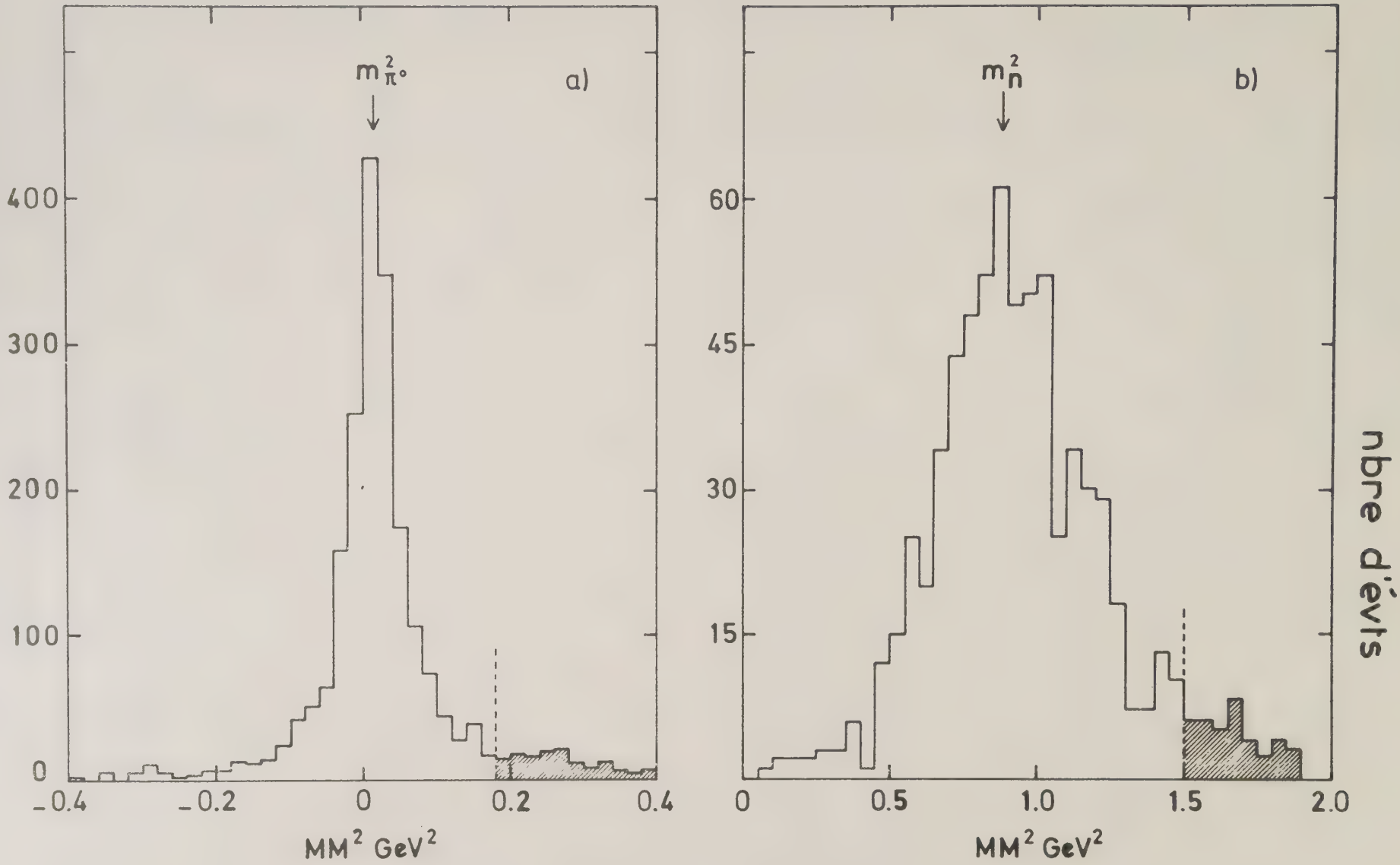

$m^2_{\pi^\circ}$
a)
400
300
200
100
0
-0.4
-0.2
0
0.2
0.4
MM² GeV²
m^2_n
b)
60
45
30
15
0
0.5
1.0
1.5
2.0
MM² GeV²
nbre d'évts

Fig. 3

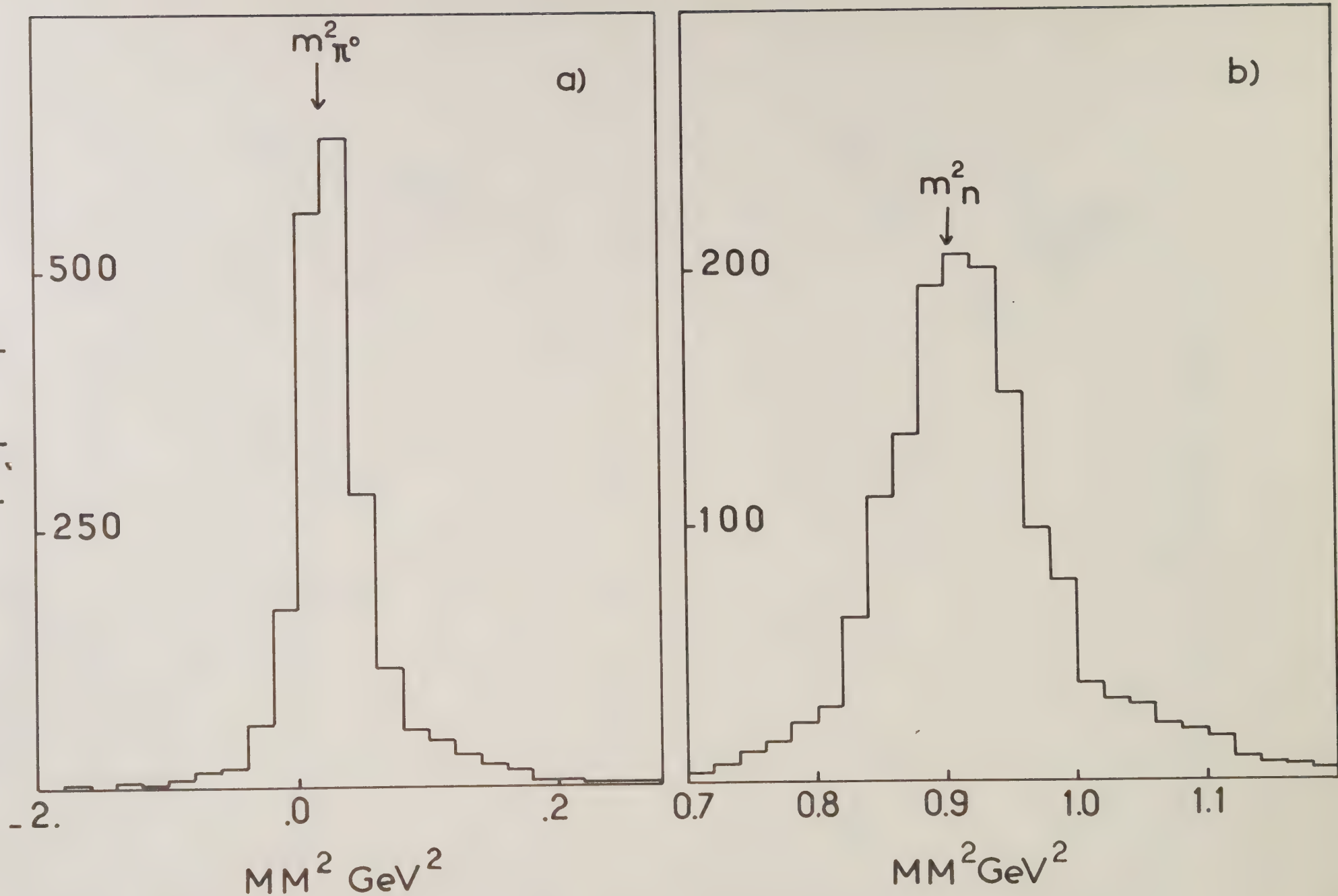

$m^2_{\pi^\circ}$
a)
500
250
nbre d'évts
-2.
.0
.2
MM^2 GeV^2
m^2_n
b)
200
100
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
MM^2GeV^2

Fig. 4

D E U X I E M E P A R T I E

II. DESCRIPTION DES SYSTEMES A BASSES MASSES $K\pi\pi$

Ce deuxième chapitre va être consacré à la description du Q et du L. Cela nous amènera d'abord à étudier, dans les états finals $K\pi\pi N$, comment la production du Q et du L se sépare des autres réactions possibles. La section B sera consacrée à l'étude des spectres de masse $K\pi\pi$. Dans la section C, nous étudierons les modes de désintégration du Q et du L, cela nous amènera à nous intéresser à des états finals autres que $K\pi\pi N$. Dans la section D, nous analyserons les distributions angulaires de désintégration du système $K\pi\pi$, en le considérant d'abord dans son ensemble, puis en nous restreignant aux modes $K^*(890)\pi$ et $K^*(1420)\pi$. Enfin la section E sera consacrée à l'analyse des diagrammes de Dalitz dans la région du Q.

A. Séparation du système diffractif $K\pi\pi$

1) Présentation générale des réactions $K^-p \to K\pi\pi N$

Nous allons étudier les réactions (1), (2) et (3) successivement à 14.3 et à 3.9 GeV/c.

a) Dans l'expérience K^-p à 14.3 GeV/c

Sur la fig. 5, nous présentons pour chacune des réactions (1), (2) et (3), les 2 diagrammes suivants :

- le quadri-moment transféré t_{pN} en fonction de la masse $K\pi\pi$ (diagramme de Chew-Low).
- la masse $K\pi\pi$ en fonction de la masse $N\pi\pi$

Nous présentons aussi pour ces 3 canaux, le spectre de masse $K\pi\pi$. Aucune coupure cinématique n'a été effectuée sur les données. Les points suivants peuvent être dégagés.

i) La réaction (1) est dominée par l'existence de 2 accumulations d'événements au voisinage des seuils $K^-\pi^+\pi^-$ et $p\,\pi^+\pi^-$. La région des basses masses $K^-\pi^+\pi^-$ se compose de 2 accumulations distinctes, l'une très importante centrée autour de 1.3 GeV environ avec une largeur de 300 MeV à peu près (région du Q); la deuxième, moins importante s'étend de 1.5 à 2.0 GeV (région du L). Ces systèmes $K^-\pi^+\pi^-$ et $p\,\pi^+\pi^-$ peuvent être émis diffractivement, nous constatons en outre (fig. 5a) que le Q et le L sont produits à très petits transferts.

ii) Dans la réaction (2), seule l'accumulation près du seuil $\overline{K^0}\pi^-\pi^\circ$ est présente. Ceci est à rapprocher du fait que le système $p\,\pi^-\pi^\circ$ doit être produit par échange d'isospin I = 1, c'est-à-dire de manière non diffractive. Le spectre de masse $\overline{K^0}\pi^-\pi^\circ$ a une allure très voisine de celui du système $K^-\pi^+\pi^-$ avec une accumulation importante dans la région du Q et un épaulement dans la région du L.

iii) Dans la réaction (3), aucune des accumulations près du seuil n'est observée. Ceci peut s'expliquer également par le fait qu'aucune dissociation diffractive $K^- \to (K\pi\pi)^-$ et $p \to (p\pi\pi)^+$ n'est ici possible. Sur l'histogramme de masse $K^0\pi^+\pi^-$ (fig. 5i) les signaux du Q et du L ne sont plus observés. Le spectre de masse $K^0\pi^+\pi^-$ peut être interprété par la présence de $K^*(1420)$ superposé à un fond important. Le signal du $K^*(1420)$ proprement dit est entièrement consistant avec les résultats d'une étude précédente du canal $K^-p \to K^{*\circ}(1420)n \to K^-\pi^+n$ [34]

compte tenu des rapports de branchement du $K^*(1420)$ [48]. Nous constatons d'ailleurs (fig. 5g) que le $K^*(1420)$ est émis moins périphériquement que les systèmes Q et L. Les distributions en transfert seront étudiées plus en détail dans la section IIIB.

Nous allons maintenant discuter les différentes contaminations possibles des systèmes $K\pi\pi$ produits dans les réactions (1), (2) et (3).

En ce qui concerne la réaction (1), la principale contamination du système $K^-\pi^+\pi^-$ provient du système diffractif $p\pi^+\pi^-$. Ce système est d'ailleurs essentiellement un effet de seuil $\Delta^{++}(1236)\pi^-$ ou $\Delta^\circ(1236)\pi^+$. Mais, le système diffractif au seuil $p\,\pi^+\pi^-$ ne rend pas compte de toute la production du $\Delta^{++}(1236)$: 40% de ces événenements ont une masse $p\pi^+\pi^-$ plus grande que 2.4 GeV. Nous constatons de plus, d'après la fig. 5a que le recouvrement de ces 2 systèmes diffractifs est faible, surtout dans la région des basses masses $K^-\pi^+\pi^-$. Les signaux $\Delta^+(1236) \to p\pi^\circ$ et $\Delta^+(1236) \to n\pi^+$ sont également importants (cf. fig. 6b) dans les réactions (2) et (3). Ces événements appartiennent pour beaucoup à la réaction $K^-p \to K^*(890)\ \Delta^+(1236)$. Par contre, les signaux $\Delta^\circ(1236) \to p\pi^-$ et $\Delta^-(1236) \to n\pi^-$ sont très faibles dans ces deux réactions ; on peut donc négliger leurs effe_ts. Dans la réaction (1), un signal $\Delta^\circ(1236) \to p\pi^-$ est visible, les événements qui le constituent ont pour la plupart une masse $p\pi^+\pi^-$ petite. La masse $p\pi^+\pi^-$ étant faible, ces événements ont en général des masses effectives $p\pi^+$ et $p\pi^-$ voisines de 1236 MeV.

Pour éliminer toutes les contaminations dont nous venons de parler, nous avons exclu de notre lot les événements tels que :

Réaction (1) $1.12 < M(p\pi^+) < 1.34$ GeV

Réaction (2) $1.12 < M(p\pi^\circ) < 1.34$ GeV

Réaction (3) $1.12 < M(n\pi^+) < 1.34$ GeV

Ces coupures suffisent à exclure, comme nous venons de le voir, les événements provenant du système diffractif $p\pi^+\pi^-$. L'effet de ces coupures est faible pour les basses masses $K\pi\pi$, comme nous pouvons le constater sur les figures 5c, 5f et 5i, où nous montrons la masse $K\pi\pi$ pour les événements enlevés de notre lot. Néanmoins, pour les masses $M(K\pi\pi) > 2.0$ GeV, l'effet de cette coupure est importante et risque de biaiser les données (surtout les distributions angulaires). Pour cette raison, nous nous sommes généralement limités à des masses $M(K\pi\pi) < 2$ GeV

b) Dans l'expérience K^-p à 3.9 GeV/c

La situation expérimentale diffère assez sensiblement d'une expérience à l'autre comme nous allons le voir. Sur la fig.7 , nous présentons les diagrammes de Chew et Low ainsi que la masse $K\pi\pi$ pour les 3 réactions (1), (2) et (3) à 3.9 GeV/c ; aucune coupure cinématique n'a été effectuée. Nous constatons les points suivants :

i) les réactions (1) et (2) présentent des accumulations d'événements à basse masse $K\pi\pi$ produites à très petits transferts (région du Q). Dans la réaction (3), il semble qu'il

n'y ait pas de structures à plus basse masse $K\pi\pi$ que le $K^*(1420)$. Cependant, la différence entre les spectres de masse $K\pi\pi$ des réactions diffractives ((1) et (2)) et non diffractives (3) est moins accentuée qu'à 14.3 GeV/c. Il en est de même pour la dépendance en fonction du transfert.

ii) Les événements de la région de masse $(K\pi\pi)^-$ voisine de 1.4 GeV sont émis de manière moins périphérique que ceux de la région de masse voisine de 1.25 GeV. Cela résulte du fait que le $K^*(1420)^- \rightarrow (K\pi\pi)^-$ est émis en moyenne à plus grand transfert comme nous pouvons le constater en utilisant les données de la réaction $K^-p \rightarrow \underset{\rightarrow \bar{K}^0\pi^-}{K^*(1420)^-}p$ à la même énergie incidente [49].

iii) Le signal du L apparaît également à 3.9 GeV/c. Mais nous devons remarquer que l'espace de phase disponible à 3.9 GeV/c est beaucoup plus petit .La production de L est par conséquent, à cause de sa masse élevée, défavorisée à basse énergie. Notons également qu'une accumulation à haute masse $K\pi\pi$ pourrait être expliquée par un simple modèle d'espace de phase sans résonances. De même, le signal du $K^*(1420) \rightarrow K\pi$ est très faible à 3.9 GeV/c.

Si nous étudions maintenant quelles sont les contaminations possibles dans la région du Q, la situation apparaît également très différente. Nous avons déjà parlé de la présence de $K^*(1420)$: si nous évaluons à partir de la section efficace de production $K^-p \rightarrow \underset{\hookrightarrow K^0\pi^-}{K^{*-}(1420)}p$ [49], en tenant compte des rapports de branchement, le nombre des événements $K^*(1420) \rightarrow K\pi\pi$: nous

obtenons que le tiers des événements tels que $1.3 < M(K\pi\pi)^- < 1.5$ appartiennent à la réaction $K^- p \to K^*(1420)^- p$ [50]. Cependant, comme nous l'avons vu, cette contamination devient négligeable à petit transfert ($|t_{pp}| < .2\ GeV^2$)

La contamination par les systèmes baryoniques se présente de manière différente aux 2 énergies incidentes. Nous constatons en effet (fig. 8.) que les signaux du $\Delta^{++}(1236) \to p\pi^+$ et du $\Delta^+(1236) \to p\pi^\circ$ sont beaucoup plus importants à 3.9 GeV/c. Le $\Delta^{++}(1236)$ dans la réaction 1 pouvant, comme nous le verrons (section II A 2) être associé à un système $p\pi^+\pi^-$ diffractif.* De plus le recouvrement entre ces signaux et les systèmes $(K\pi\pi)^-$ même dans la région du Q, (fig. 7b et 7d) est trop important pour pouvoir enlever de notre lot tous les événements des bandes de masse correspondant au Δ^{++} (ou Δ^+) comme précédemment. Cette coupure biaiserait beaucoup notre lot. Nous avons, dans plusieurs parties de l'analyse, utilisé une sélection plus restrictive en acceptant seulement les événements pour lesquels le cosinus de l'angle χ entre les directions du π^+(ou π°) et du proton sortant dans le centre de masse du système $K^-\pi^+\pi^-$ (ou $K^\circ\pi^-\pi^\circ$) est négatif. En l'absence d'interférence entre différents états de spin-parité, la conservation de la parité à la désintégration impose que nous négligions ainsi la moitié des vrais évé-

*Le signal $\Delta^\circ(1236) \to p\pi^-$ est également appréciable dans la réaction (1).

nements appartenant au Q. Mais cette coupure élimine presque tous les événements appartenant au $\Delta^{++}(\Delta^{+})$ comme nous le constatons sur la fig. 8a, 8b . Cette coupure (coupure H) a déjà été utilisée lors de l'analyse des réactions $K^+p \to Q^+p$ à différentes énergies [36].

2) Méthode de l'espace de phase longitudinal

Cette méthode introduite par Van Hove [51], permet de sélectionner les différents vertex auxquels les particules sont émises, pour une réaction donnée. Nous allons l'utiliser pour comparer de manière plus systématique les réactions $K^-p \to K\pi\pi N$ à plusieurs énergies incidentes. Cette méthode a été déjà utilisée pour l'étude de nombreuses réactions [52]. Nous allons rappeler brièvement son principe et l'appliquer aux réactions à 4 corps.

a) Rappel de la méthode

La conservation du quadri-vecteur impulsion énergie fournit 4 contraintes qui, dans le système de centre de masse, sont exprimés par les équations :

$$\sum (p_{Li} + p_{Ti}) = 0 \qquad [1]$$

$$\sum \sqrt{m_i^2 + p_{Li}^2 + p_{Ti}^2} = \sum E_i = E_{cM} \qquad [2]$$

Pour chaque particule, à haute énergie, les impulsions transverses p_{Ti} (en général inférieures à 300 MeV/c) sont petites devant les impulsions longitudinales P_{Li}. Négligeons P_{Ti} devant P_{Li} et introduisons la variable réduite x_i telle que :

$$x_i = \frac{2P_{Li}}{\sum_{j=1} |p_{Lj}|}$$

Les 4 contraintes précédentes se traduisent alors par :

$$\sum_i x_i = 0 \quad [3]$$

$$\sum_i |x_i| = 2 \quad [4]$$

Il n'y a donc pour les réactions (1), (2), (3) que 2 variables x_i indépendantes. Négliger les impulsions transverses revient à dire que les événements qui sont, d'après les relations [1] et [2], situés à l'intérieur d'un cuboctahedron (polyhedron de 14 faces), sont en fait situés très près des faces de ce polyhedron. Pour choisir les 2 variables indépendantes, nous utiliserons le fait que les réactions (1), (2) et (3) sont dominées par l'existence de particules "leaders", c'est-à-dire que le K tend à être émis dans la direction du K incident ($x_K > 0$) et le baryon dans la direction du proton incident ($x_N < 0$). La proportion des événements tels que $x_N < 0 < x_K$ est donnée pour 3 énergies incidentes 3.9, 10.1 [53] (où cette méthode a été appliquée aux réactions (1), (2) et (3)) et 14.3 GeV/c dans la table 2, il est de l'ordre de 70% à 3.9 GeV/c, puis de 90% à 10.1 GeV/c et enfin de l'ordre de 99% à 14.3 GeV/c. Cette variation peut d'ailleurs avoir des causes cinématiques, supposons par exemple que le K soit associé à un K^* émis vers l'avant $x_{K^*} > 0$ n'implique pas forcément à basse énergie $x_K > 0$.

TABLE 2

Pourcentage d'évènements par quadrant du LPS

ENERGIE GeV/c	REACTION	EVENEMENTS CONSIDERES	QUADRANT I	QUADRANT II	QUADRANT III	QUADRANT IV
3.9	$K^-p \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$ (1)	.69	.28	.27	.15	.30
10.1	$K^-p \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$ (1)	.92				
14.3	$K^-p \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$ (1)	.99	.47	.14	.23	.17
3.9	$K^-p \rightarrow \overline{K}^\circ p\pi^-\pi^\circ$ (2)	.71	.29	.33	.10	.28
10.1	$K^-p \rightarrow \overline{K}^\circ p\pi^-\pi^\circ$ (2)	.94				
14.3	$K^-p \rightarrow \overline{K}^\circ p\pi^-\pi^\circ$ (2)	.99	.64	.19	.04	.13
3.9	$K^-p \rightarrow \overline{K}^\circ\pi^+\pi^-n$ (3)	.64	.27	.20	.14	.39
10.1	$K^-p \rightarrow \overline{K}^\circ\pi^+\pi^-n$ (3)	.85				
14.3	$K^-p \rightarrow \overline{K}^\circ\pi^+\pi^-n$ (3)	.99	.39	.06	.12	.43

Les évènements considérés sont les évènements tels que $x_N < 0 < x_k$

L'existence de particules "leader" étant bien vérifiée, nous avons choisi x_{π_1} et x_{π_2} comme variables indépendantes ; nous obtenons ainsi les diagrammes de la fig. 9 . Chaque secteur doit être dominé par un mécanisme d'échange. Prenons l'exemple de la réaction (1), la dissociation diffractive du K^- doit entraîner, en particulier, à haute énergie $x_{K^-} >> 0$ et $x_{\pi^\pm} >> 0$. Les événements correspondant au Q et au L doivent donc être principalement concentrés dans le quadrant I. Le quadrant III doit de même être dominé par la dissociation diffractive du proton. Remarquons cependant que des frontières entre les différents secteurs n'ont pas d'interpretation physique, on doit passer a priori continuellement d'un diagramme d'échange à un autre.

b) Etude des distributions expérimentales

Les densités expérimentales obtenues sont données dans la fig. 10 , pour les 3 réactions. Les points suivant peuvent être dégagés.

i) A 14.3 GeV/c, les quadrants correspondant à l'échange des nombres quantiques du vide sont les plus peuplés. L'échange du Pomeron constitue donc le mécanisme dominant. A 3.9 GeV/c, ce mécanisme est également important, mais certains quadrants correspondant à des échanges de meson sont d'importance comparable. C'est le cas de la production de Δ^{++} (quadrant IV pour la réaction (1)) et de la production de Δ^+ (quadrant IV de la réaction (2)).

ii) Les quadrants correspondant à des échanges exotiques* sont les moins peuplés de tous (quadrant II de la réaction (3)), en particulier à 14.3 GeV/c où il n'y a presque aucun événement dans ce secteur.

iii) Les différents mécanismes d'échange sont mieux séparés les uns des autres à 14.3 GeV/c qu'à 3.9 GeV/c où les différentes régions semblent se recouvrir. L'hypothèse $p_L >> p_T$ est en effet d'autant mieux vérifiée que l'impulsion incidente est grande.

Nous allons illustrer ce dernier point par un exemple (fig. 11) : considérons les masses effectives $K^-\pi^+$ et $p\pi^+$ dans les quadrants I et III (réaction 1). A 14.3 GeV/c, il n'y a pas de signal dans le $K^{*\circ}(890)$ (resp. $\Delta^{++}(1236)$) dans le quadrant III (resp. quadrant I) ; par contre, le signal du $K^{*\circ}(890)$ (resp $\Delta^{++}(1236)$) est très important dans le quadrant I (resp. III) . Les événements des quadrants I et III sont essentiellement produits par la dissociation diffractive pure $K^- \to K^{*\circ}(890)\pi^-$ et $p \to \Delta^{++}(1236)\pi^-$ à 14.3 GeV/c. Cela est moins net à 3.9 GeV/c ; en effet dans le quadrant I, le système diffractif $K^*(890)\pi$ est prépondérant mais le Δ^{++} n'est plus totalement absent. On observe un comportement analogue dans le quadrant III.

---

* Une particule exotique est une particule qui n'est pas du type $\bar{q}q$ ou qqq, dans le cadre du modèle des quarks.

Considérons la région du Q, dans la réaction (1), alors que 90% de ces événements sont concentrés dans le quadrant I à 14.3 GeV/c (recouvrement Δ^{++}-Q négligeable), ce n'est le cas que pour 40% des événements à 3.9 GeV/c où le recouvrement Δ^{++}-Q est important. Dans le cas du L, (la réaction (1)) , alors que 70% de ces événements se trouvent dans le quadrant I à 14.3 GeV/c, le L est essentiellement concentré dans le quadrant III à 3.9 GeV/c ; or ce secteur correspond à la dissociation diffractive du proton. Ceci renforce la remarque que nous avions fait précédemment : le L à 3.9 GeV/c peut être en partie simulé par l'espace de phase.

3) La réaction $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^- \pi^\circ$

La situation expérimentale est plus compliquée dans cette réaction, ceci est dû à la présence de 5 corps dans l'état final et aux nombreuses ambiguïtés dont nous avons déjà parlé. Nous nous limiterons ici aux systèmes $K\pi\pi$; nous pouvons constater (fig. 12) que les 3 combinaisons de masse $K\pi\pi$ possibles $K^-\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+\pi^\circ$ et $K^-\pi^-\pi^\circ$ présentent des accumulations aux basses masses $K\pi\pi$; dans les deux derniers cas, on ne peut pas avoir de diffraction. Dans le cadre d'un modèle de production de $\overline{K^{*\circ}}$ par échange de π (dont nous avons parlé au cours de l'introduction), le π pouvant diffuser de manière inélastique sur le proton ; l'on s'attend à ce que si l'une de ces accumulations $K\pi\pi$ est présente, les 2 autres le soient aussi. Remarquons cependant, que la masse effective $K^-\pi^+\pi^-$ présente une accumulation d'événements vers

1.4 GeV plus marquée que dans les 2 autres spectres de masse.

Dans ce qui suit, nous n'étudierons que le système $K^-\pi^+\pi^-$. En particulier, le système $p\pi^\circ$ pouvant avoir une contribution I = 3/2, on peut s'attendre à observer dans la réaction (4) une production non diffractive de Q et de L. Les spectres de masse $K^-\pi^+\pi^-$ ont approximativement la même allure dans les réactions (4) et (1), surtout dans la région du Q. La principale contamination, en plus de l'importante corrélation qui peut exister entre les différents systèmes $K\pi\pi$, provient de la production importante de $\Delta^{++}(1236) \rightarrow p\pi^+$. Nous avons donc exclu dans l'analyse les événements pour lesquels $1.12 < M(p\pi^+) < 1.34$ GeV.

Nous n'avons pas étudié la réaction (4) à 3.9 GeV/c. Une cinquième particule dans l'état final rend encore plus difficile la séparation des différents canaux. Cette cinquième particule a également pour effet de réduire l'espace de phase disponible.

B. Etude des spectres de masse $(K\pi\pi)^-$

Nous allons maintenant étudier les spectres de masse $K\pi\pi$ dans les réactions (1) et (2). Par suite des problèmes expérimentaux dont nous venons de parler, nous n'engloberons pas dans notre étude la réaction (4). Avant de comparer les spectres de masse $(K\pi\pi)^-$ dans les réactions 1 et 2, nous allons répondre à la question suivante : faut-il une ou deux Breit-Wigner pour ajuster les spectres expérimentaux dans la région du Q ?

1) Ajustements de Breit-Wigner

Pour répondre à cette question, nous n'utiliserons que les données à 14.3 GeV/c, où les problèmes de contamination sont moins importants.

Comme nous l'avons dit dans l'introduction : dans une compilation des données sur la région du Q obtenus avec K^+ ou K^- incident, Firestone [11] a montré qu'il fallait 2 Breit-Wigner pour ajuster les spectres de masse $(K\pi\pi)^{\pm}$: la première centrée autour de 1250 MeV et la seconde autour de 1400 MeV . Nous avons de même ajusté, à 14.3 GeV/c, sur chaque canal ($K^-\pi^+\pi^-$ et $K^\circ\pi^-\pi^\circ$) séparément* 2 Breit-Wigner incohérentes, non relativistes et d'onde S ; c'est-à-dire que la variation de la largeur a été paramétrée comme dans le cas d'une désintégration du système $K\pi\pi$ pour une onde S en $K^*\pi$, d'équation :

$$BW = \frac{\sqrt{\Gamma_\circ \frac{M_\circ}{q_\circ}}}{M - M_\circ + \frac{i}{2}\Gamma}$$

avec $\Gamma = \Gamma_\circ \frac{M_\circ}{M} \frac{q}{q_\circ}$

*Firestone a généralement considéré la somme des événements des 2 canaux

Nous nous sommes limités à des masses inférieures à 1.5 GeV et nous n'avons pas ajouté de fond dans notre ajustement. Les résultats que nous avons obtenus sont donnés dans la table 3, ils sont tout à fait compatibles avec la moyenne de ceux obtenus par Firestone. Notons que les largeurs de la résonance de plus grande masse diffèrent dans les 2 réactions (1) et (2). En effet, les spectres de masse semblent différents dans les 2 canaux, le Q en $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$ semblant plus étroit qu'en $K^-\pi^+\pi^-$ (cf. Figs. 5c et 5f). Si nous essayons maintenant d'ajuster une seule Breit-Wigner d'onde S sur chaque canal, alors que nous obtenons un très mauvais χ^2 dans la réaction (1) (χ^2/NDF = 48/19), nous obtenons un ajustement acceptable (χ^2/NDF = 35/19) dans la voie $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$. L'histogramme de masse est donc compatible avec une seule Breit-Wigner dans la réaction (2) (M = 1.36 ± .01 et Γ = .28±.02 GeV). Comme il est difficile de savoir exactement quelle forme de Breit-Wigner utiliser, d'un autre point de vue, au lieu de considérer des Breit-Wigner non relativistes, nous pouvons considérer une Breit-Wigner relativiste du type :

$$\frac{d\sigma}{dM^2} = \frac{M\Gamma}{(M^2-M_o^2)^2 + M_o^2\Gamma}$$

où Γ varie comme précédemment en fonction de l'énergie. Nous obtenons maintenant (cf. table 3) un bon accord avec nos données. Notons également que les masses et les largeurs obtenues indépendamment sont différentes dans les 2 canaux.

TABLE 3

AJUSTEMENT DE BREIT-WIGNER

3.a) Ajustement d'une Breit-Wigner relativiste

Masse MeV	Largeur MeV	X^2/ND
1296 ± 5	326 ± 17	26/21

Masse MeV	Largeur MeV	X^2/ND
1283 ± 6	266 ± 21	22/21

3.b) Ajustement de 2 Breit- Wigner non relativistes

	$K^-\pi^+\pi^-$					$\overline{K^\circ}\pi^-\pi^\circ$				
	M_1 MeV	Γ_1 MeV	M_2 MeV	Γ_2 MeV	X^2/ND	M_1 MeV	Γ_1 MeV	M_2 MeV	Γ_2 MeV	X^2/ND
K^-p de 14.3 GeV/c	1271 ± 14	186 ± 25	1400 ± 10	179 ± 34	28/16	1271 ± 10	139 ± 36	1419 ± 28	315 ± 31	19/16
moyenne mondiale	1250 ± 4	182 ± 9	1400 ± 6	220 ± 14		1250 ± 4	182 ± 9	1400 ± 9	220 ±14	

En résumé, nos données à 14.3 GeV/c dans la région du Q sont compatibles, soit avec 1 Breit-Wigner, soit avec 2 Breit-Wigner suivant la paramètrisation employée. Nous n'attachons pas de grande signification à ces 2 types d'ajustement. La paramètrisation des largeurs en particulier, étant assez arbitraire (nous n'avons par exemple pas considérer d'autres modes de désintégration que $K^{*}\pi$).

Nous n'avons pas procédé à une étude similaire dans la région du L, où nous ne pouvons plus négliger le fond.

2) Comparaison des spectres de masse $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$

Pour souligner la différence des 2 spectres de masse à 14.3 GeV/c, nous présentons (fig.13) les sections efficaces différentielles $d\sigma/dM$ pour les 2 canaux. La section efficace différentielle est plus grande pour le système $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$ vers 1.3 GeV, puis les 2 sections efficaces deviennent compatibles. Il en est de même dans la région du L. La coupure des $\Delta^{++}(1236)$ et $\Delta^{+}(1236)$ affecte trop peu d'événements pour expliquer cet effet, il en est de même pour les événements dus à la désintégration du $K^{*}(1420)$ en trois corps (cf. figs 5cf). Enfin, l'ambiguïté $K^-\pi^-$ ne varie pas si rapidement avec la masse $K\pi\pi$ pour pouvoir rendre compte de la différence des 2 spectres.

Nous allons essayer d'interprêter cette différence des spectres de masse. Si le Q est un objet d'isospin 1/2, les coefficients de Clesch-Gordan imposent aux 2 sections

efficaces d'être égalespour la désintégration en $K^*\pi$. Pour la désintégration en $K\rho$, on s'attend à une section efficace double dans la voie $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$. Or, nous constatons que cette différence de spectre est relativement plus prononcée dans un lot enrichi de ρ (fig. 13). Ainsi, la différence des 2 spectres peut être interprêtéepar l'ouverture du canal $K\rho$: le nombre des événements dus au ρ est important vers 1.3 GeV, la section efficace $K^0\pi^-\pi^0$ est donc plus grande, ce nombre devient petit, alors les 2 sections efficaces deviennent compatibles.

Un tel comportement a déjà été observé dans l'expérience K^+p à 12 GeV/c [13], et attribué aux modes $K\rho$ et $K\varepsilon$. Le ε, étant un état d'isospin zéro, il ne peut pas contribuer au système $(\overline{K^0}\pi^0\pi^-)$. Nous ne pouvons pas, à ce stade, démontrer la présence du mode $K\varepsilon$, mais l'égalité entre les 2 sections efficaces différentielles au-dessus de 1.35 GeV est compatible avec l'existence d'un état $K\varepsilon$ dans l'état final $\overline{K^0}\pi^+\pi^0$.

Cette différence entre les spectres de masse $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$ n'apparaît pas à 3.9 GeV/c où les sections efficaces différentielles après coupures H et pour $|t| < .6$ GeV^2 ont la même allure (cf. fig. 14), la section efficace correspondant à la réaction (2) est plutôt au-dessus de celle correspondant à la réaction (1) comme on s'y attend si la désintégration en $K\rho$ est faible et constante en fonction de la masse $K\pi\pi$.

Notons cependant que les nombreuses coupures opérées rendent toute conclusion délicate. Cependant, la différence entre les spectres $(K\pi\pi)^-$ à 3.9 GeV/c et à 14.3 GeV/c indique que le Q est une structure complexe qui est difficilement compatible avec une seule résonance. Nous reviendrons sur cette comparaison des spectres $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$ lors de l'étude des diagrammes de Dalitz.

C. Etude des modes de désintégration du Q et du L

Nous étudierons d'abord les modes de désintégration du Q et du L dans les états finals $K\pi\pi$. Nous cherchons ensuite des "bosses" situées à des masses voisines dans d'autres états finals.

1) Réactions $K^- p \to (K\pi\pi)^- p$

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, les modes de désintégration dominant sont $K^*(890)\pi$ pour le Q et $K^*(1420)\pi$ pour le L. Pour montrer l'importance de ces modes, nous présentons les spectres de masse $K\pi\pi$ à 14.3 GeV/c pour les événements appartenant à l'un ou l'autre des K^* ; nous avons effectué les coupures suivantes :

Pour le K^* (890)	$.84 < M(K\pi) < .94$ GeV
Pour le K^* (1420)	$1.32 < M(K\pi) < 1.52$ GeV

Nous constatons que la bosse dans la région du Q est essentiellement un système $K^{*\circ}(890)\pi^\circ$ (fig. 15b et 15e).

Nous verrons dans la section E (fig. 32) que les signaux du $K^{*\circ}$ et du K^{*-} dans la réaction (2) sont à peu près de même importance dans la région du Q, comme on s'y attend pour un objet d'isospin 1/2. Dans la région du L, les désintégrations en $K^*(890)\pi$ et en $K^*(1420)\pi$ semblent d'importances comparables (fig. 15b et 15c).

D'un point de vue plus général, il semble (figs. 15a et 15d) qu'il y ait un pic au seuil dans la masse $K\pi\pi$ pour chaque bande de masse $K\pi^*$, ceci surtout pour les masses

---

*Cette condition est en partie détruite par le mode $K\rho$ dans les deux canaux et par le mode $K^{*\circ}\pi^-$ dans la réaction 2.

$M(K\pi) < 1.8$GeV; le $K^*(890)$ et le $K^*(1420)$ donnant naissance aux Q et L respectivement. Nous devons noter cependant la présence d'un épaulement dans la masse $K^*(890)\pi$ aux environs de 1.75 GeV. Ce pic apparaît d'ailleurs moins nettement qu'à d'autres énergies [23]. Comme cela a déjà été noté [28], ce comportement au seuil du système $K\pi\pi$ suggère que les systèmes Q et L sont essentiellement des conséquences cinématiques de la production de résonances $K^*(890)$ et $K^*(1420)$ dans le système $K\pi$.

Sur la fig. [16] nous présentons, à 14.3 GeV/c le spectre de masse $\pi^-\pi^\circ$ pour la réaction (2) et le spectre de masse $\pi^+\pi^-$ pour la réaction (1). Dans ce dernier canal, nous avons enlevé les événements correspondant au $K^{*\circ}$ ($.84 < M(K^-\pi^+) < .94$ GeV). Dans les deux canaux, un signal est clairement visible dans la région de masse du ρ. Notons que le mode $\pi^+\pi^-$ (I = 0) présente également un signal dans la région du $f^\circ(1250)$. Notre expérience à 14.3 GeV/c montre la première évidence pour un mode Kf° dans la région du L. De même que le système $K\rho$, qui présente une accumulation d'événements au seuil dans la région du Q (cf. fig. [13]), le mode Kf° présente une contribution dans la région de masse 1.8-2.0 GeV, ce qui coïncide avec la région des hautes masses du L. Il existe également des événements du type $K\rho$ dans la région du L, mais la masse effective $K\rho$ ne présente pas de pic dans cette région (fig. [13]).

A 3.9 GeV/c, la situation se présente de manière similaire dans la région du Q : le mode $K^*(890)\pi$ est dominant. Le nombre d'événements, dans la réaction (2), est voisin pour $Q \to K^{*\circ}\pi^-$ et $Q \to K^{*-}\pi^\circ$ (cf. fig. [35]). Le mode

Q → Kρ est également présent dans les 2 réactions (cf. fig. 34 et 35)

De même, les modes $K^*(890)\pi$ et Kρ sont également les modes de désintégration dominant du système $K^-\pi^+\pi^-$ à basse masse produit dans la réaction (4).

2) Autres modes de désintégration

Nous avons vu que les systèmes Kf°, Kρ, $K^*(890)\pi$ et $K^*(1420)\pi$ présentaient des accumulations d'événements au seuil. Par analogie, nous allons étudier les systèmes dont le seuil cinématique coïncide avec la région du Q ou la région du L. Cela nous amènera à étudier certains aspects des réactions (4), (5), (6) et (7) à 14.3 GeV/c, c'est-à-dire :

$$K^-p \to K^-p\,\pi^+\pi^-\pi^\circ \qquad (4)$$

$$K^-p \to K^-p\,K^+K^- \qquad (5)$$

$$K^-p \to \overline{K^\circ}p\,\pi^+\pi^-\pi^- \qquad (6)$$

$$K^-p \to \overline{K^\circ}p\,\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ \qquad (7)$$

Dans la réaction (4) la masse effective $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ (fig. 17a) présente un important signal dans la région du ω. Si nous sélectionnons les événements tels que $.74 < \pi(\pi^+\pi^-\pi^\circ) < .84$ GeV nous constatons que la masse effective $K^-\pi^+\pi^-\pi^\circ$ présente une accumulation d'événements entre 1.3 et 1.6 GeV, qui a une largeur incompatible avec le mode $K^*(1420) \to K\omega$. Notons également que les effets de seuil Kρ et Kω ont des allures différentes, le premier étant un pic plus étroit que le second.

La réaction (5) est dominée par la production de $\phi^\circ \to K^+K^-$. Nous constatons la présence d'un pic au seuil $K^-\phi^\circ$ situé entre 1.5 et 1.8 GeV, c'est-à-dire dans la région des basses masses du L(Cf fig. 18 c).

Considérons maintenant les réactions (6) et (7) ; sélectionnons les événements pour lesquels $.66 < M(\pi^+\pi^-) < .86$ GeV et $.84 < M(\overline{K^\circ}\pi^-) < .94$ GeV, nous avons encore un pic au seuil $K^{*-}\rho^\circ$ dans ces deux réactions, qui coïncide avec la région de masse du L ($M(K\pi\pi\pi) \sim 1.8$ GeV). Notons que la réaction (4) peut être utilisée pour rechercher un mode $K^{*\circ}\rho^-$, nous avons préféré utiliser les réactions (6) et (7) qui présentent moins d'ambiguïtés.

Dans la réaction (7) enfin, sélectionnons avec les coupures en masse précédentes le K^{*-} et le ω, le système $K^*\omega$ présente également une accumulation au seuil tout à fait similaire au pic $K^*\rho$(Cf fig. 18a.b).

La présence de ces nombreux modes de désintégration qui coïncident avec des seuils cinématiques rend délicate l'interprétation du Q et du L en terme de résonances. Dans la région du L en particulier, il n'y a que le mode $K^*(890)\pi$ qui ne coïncide pas avec un seuil. A ce stade de notre analyse, il nous est difficile d'affirmer que tous les effets dont nous venons de parler ne sont pas des phénomènes indépendants les uns des autres.

Nos résultats confirment ceux obtenus avec des K^+ de 10 GeV/c [30]), qui avaient présentées des bosses $K^*(890)\rho$ et $K^*(890)\omega$. Les modes de désintégrations du L autres que $K^*(1420)\pi$ ont été peu étudiés dans les expériences avec K^- incidents.

D. Analyse des distributions angulaires de désintégration du système $K\pi\pi$

Après avoir étudié les spectres de masse et les modes de désintégration, nous allons maintenant préciser la spin-parité J^P du Q et du L. Comme nous l'avons vu dans l'introduction, dans le cadre de la règle de Gribov-Morrison, on s'attend à ce que le Q et le L appartiennent à la série non naturelle 0^- 1^+ 2^- 3^+ .... Nous étudierons d'abord la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration $K\pi\pi$, puis la distribution du K^- incident par rapport à un repère lié au système $K\pi\pi$. Ensuite, nous appliquerons le formalisme de Berman-Jacob [57] aux modes $K^*(890)\pi$ et $K^*(1420)\pi$ qui sont les modes de désintégrations dominants du Q et du L. Enfin, nous étudierons les autres modes possibles.

1) Distribution angulaire de la normale au plan de désintégration du système $K\pi\pi$

Nous avons calculé les moments des harmoniques sphériques $\langle Y_1^m \rangle$ d'un vecteur directeur porté par la normale au plan de désintégration du système $(K\pi\pi)^-$ dans le système de Gottfried-Jackson [54]. C'est-à-dire dans le centre de masse du système $K\pi\pi$ un système d'axes, avec Oz dirigé le long du K^- incident, Oy normal au plan de production ; Ox se déduisant des 2 premiers de telle manière que le trièdre de référence soit direct. A 14.3 GeV/c, nous avons divisé le spectre de masse $K\pi\pi$ pour les réactions (1) et (2) en 6 régions 1.1-1.35 GeV, 1.35-1.55 GeV, 1.55-1.8 GeV, 1.8-2.0 GeV, 2.0-2.25 GeV, 2.25-2.5 GeV. A 3.9 GeV/c, les 2 dernières régions ne sont pas accessibles. Nous avons

effectué les coupures R à 3.9 GeV/c afin d'éliminer le $\Delta^{++}(1236)$ dans la réaction (1) et le $\Delta^{+}(1236)$ dans la réaction (2). A 14.3 GeV/c, nous avons éliminé le $\Delta(1236)$ en excluant les événements tels que $(1.12 < M(p\pi^{\circ +}) < 1.34$ GeV). Aux 2 énergies incidentes, nous nous sommes limités à des transferts $|t_{pp}| < .6$ GeV^2. La coupure du $\Delta(1236)$ peut biaiser les distributions angulaires de désintégration. En effet, dans la région du $\Delta^{++}(1236)$ (si nous considérons la réaction (1)), le proton et le π^+ sont émis dans des directions voisines, la normale au plan de désintégration est donc approximativement perpendiculaire au K^- incident. La coupure du $\Delta(1236)$ éliminera préférentiellement les événements pour lesquels $\cos\theta = 0$. Cela peut être le cas pour les événements des 2 dernières régions de masse. Nous avons vérifié (cf. fig. 19) que cette coupure ne modifiait peu les valeurs des moments $\langle Y_1^m \rangle$ et cela d'autant moins que l'ordre de l'harmonique sphérique est bas. Nous avons calculé les moments des harmoniques sphériques jusqu'à $\langle Y_6^6 \rangle$. Notons que la conservation de la parité impose les relations suivantes quelques soient les états J^P présents (cf. appendice A) :

$$\langle \text{Re } Y_1^m \rangle = 0 \text{ pour } l \text{ impair}$$

$$\langle \text{Im } Y_1^m \rangle = 0 \text{ pour } l \text{ pair}$$

Ces moments ont été trouvés nuls dans moins de 2 écarts standards aux 2 énergies.

D'ailleurs, d'une manière générale, tous les moments avec $m \neq 0$ ont été trouvés compatibles avec zéro pour les masses $K\pi\pi$ au-dessous de 2.25 GeV. Ceci suggère fortement que la production du système $K\pi\pi$ est essentiellement due à un échange de spin zéro. Les moments non nuls par parité et tels que $m = 0$ sont présentés dans les figs. 19 et 20 pour les 2 impulsions incidentes 14.3 GeV/c et 3.9 GeV/c, pour les 2 réactions (1) et (2). Nous constatons, dans ces 2 réactions, que $\langle Y_2^0 \rangle$ est négatif et différent de zéro dans la région du Q nécessitant un spin au moins égal à 1. De même, la valeur positive et non nulle de $\langle Y_4^0 \rangle$ au-dessus de 1.5 GeV nécessite la présence d'un spin au moins 2 et ceci pour des régions de masse plus hautes que la bande du $K^*(1420)$. De même, la valeur légérement différente de zéro de $\langle Y_6^0 \rangle$ peut indiquer la présence d'un spin ≥ 3 pour des masses $K\pi\pi$ supérieures à 2.0 GeV.

D'autre part, nous pouvons constater que le moment $\langle Y_2^0 \rangle$ semble systématiquement plus grand en valeur absolu, à 14.3 GeV/c, pour la réaction (1) que pour la réaction (2). Ceci peut indiquer que les mécanismes de production sont différents pour $K^-\pi^+\pi^-$ et $K^0\pi^-\pi^0$. Mais, si le Q est constitué de 2 résonances cohérentes, ces moments n'ont pas de raison d'être égaux.

En conclusion, la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration est consistante avec un état 1^+ dominant dans la région du Q. Dans ce cas, la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration peut s'écrire dans le système de Gottfried-Jackson [55] :

$$W(\cos\theta,\phi) = \frac{3}{8\pi}\Big[\rho_{oo}\sin^2\theta + \rho_{11}(1+\cos^2\theta) + \rho_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\phi + \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\rho_{10}\sin 2\theta\cos\phi - \nu 2\sqrt{2}\,\mathrm{Im}\rho_{10}\sin\theta\sin\phi\Big] \quad [5]$$

où ν est un paramètre, dépendant du mécanisme de désintégration, tel que $|\nu| < 1$.

Si le Q est un état $|1O\rangle$, alors $\langle Y_2^o\rangle = -.126$. Les valeurs obtenues à 14.3 GeV/c et surtout à 3.9 GeV/c sont systématiquement plus élevées indiquant la présence d'autres états ; nous reviendrons sur ce point. Enfin, de l'expression [5] on déduit que les valeurs des éléments de matrice densité ρ_{ij} d'un système 1^+ peuvent être obtenus à partir des moments suivants :

$$\rho_{oo} = \frac{1}{3}\left[1 - \sqrt{80}\;\pi\langle Y_2^o\rangle\right]$$

$$\rho_{1-1} = 2\sqrt{\frac{10\pi}{3}}\langle \mathrm{Re}\; Y_2^2\rangle$$

$$\mathrm{Re}\;\rho_{10} = -2\sqrt{\frac{5\pi}{3}}\langle \mathrm{Re}\; Y_2^1\rangle$$

$$\nu\mathrm{Im}\;\rho_{10} = -2\sqrt{\frac{\pi}{3}}\langle \mathrm{Im}\; Y_1^1\rangle$$

Nous en déduisons que ρ_{1-1}, $\mathrm{Re}\;\rho_{10}$ et $\nu\mathrm{Im}\rho_{10}$ sont nuls pour les 2 énergies incidentes et que ρ_{oo} est de l'ordre de.9 et approximativement constant en fonction de l'énergie incidente.

Nous avons vérifié que les valeurs de ces éléments de matrice densité étaient bien compatibles avec un spin 1: la matrice densité devant être définie positive, on en déduit les conditions de positivité suivantes :

$$\rho_{11} + \rho_{1-1} > 0$$

$$\rho_{00}(1-\rho_{00} - 2\rho_{1-1}) > 2 \text{ Re } \rho_{10}^2$$

Ces conditions sont bien vérifiées par nos données.

2) Distribution angulaire du K incident par rapport à un système d'axes interne au système $K\pi\pi$

Afin d'obtenir plus d'information sur les différents états de spin-parité présents dans les régions du Q et du L, nous avons appliqué le traitement dû à Branson et al [56]. Cela consiste à analyser la distribution angulaire du K^- incident dans le centre de masse du système $(K\pi\pi)^-$, le repère est le suivant : Oz est dirigé suivant la normale du plan de désintégration du système $(K\pi\pi)^-$, l'axe Ox est dirigé le long du π^-. L'axe Oy se déduit des précédents de telle manière que le trièdre de référence soit direct. Les moments des harmoniques sphériques $\langle Y_1^0 \rangle$ ainsi obtenus sont évidemment les mêmes que ceux indiqués dans les figs. 19 et 20 . Par contre, les moments avec $m \neq 0$ peuvent être différents de zéro dans ce système d'axe bien que les moments correspondant de la normale soient nuls dans le système de Gottfried-Jackson : les détails de cette analyse sont donnés dans l'appendice A. En particulier, la conservation

de la parité impose que les moments avec (l+m) impair soient nuls.

Nous avons calculé ces moments, jusqu'à $\langle Y_4^4 \rangle$ à 14.3 GeV/c. A 3.9 GeV/c, la présence de Δ^{++} rend, comme nous l'avons vu, difficile l'obtention de moments d'ordre impair. Rappelons, par exemple, que la coupure H suppose la conservation de la parité à la désintégration. Tous les moments avec l+m impair sont nuls, par contre les moments $\langle \mathrm{Re} Y_1^1 \rangle$ et $\langle \mathrm{Re} Y_3^1 \rangle$ sont différents de zéro dans la région du L (cf. fig. 21) indiquant clairement la présence de plusieurs états de parités différentes* interférant par exemple 1^+ et 2^-. De même le fait que $\langle \mathrm{Re} Y_1^1 \rangle$ soit différent de zéro dans la région du Q peut indiquer la présence d'un fond de spin-parité 0^- interférant avec l'état 1^+ dominant.

3) Le mode $K^*(890)\pi$

Pour déterminer plus précisément les nombres quantiques des systèmes Q et L, nous allons appliquer le formalisme développé par Berman et Jacob [57]) que nous décrivons dans l'appendice A. C'est une méthode pour déterminer la spin-parité d'un système se désintégrant en une autre résonance et une particule. Dans ce qui suit, cette méthode sera appliquée aux réactions (1), (3) et (4).

---

* Nous ne présentons pas les moments obtenus dans la réaction (2) ils sont du même type que ceux donnés dans la fig. 21.

a) Réaction (1)

Pour l'étude de la réaction $K^- p \to (K\pi\pi)^- p$, nous ne considérons que la réaction (1) où une seule combinaison de charge du K^* est possible. Cette méthode ne s'applique pas en effet au cas où plusieurs résonances interfèrent dans le diagramme de Dalitz. Dans ce qui suit, nous négli-

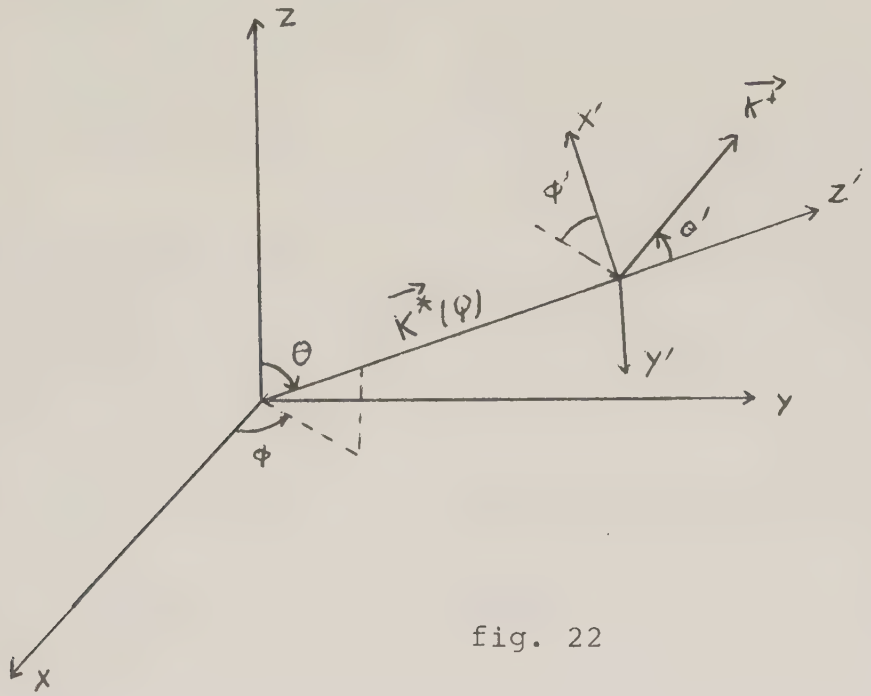


fig. 22

gerons les interférences $K^*\rho$, de même nous supposerons qu'il n'y a pas de fond sous le $K^*(890)$.

Nous allons d'abord définir les systèmes d'axe considérés (cf. fig. 22). Pour décrire une désintégration en 2 temps, on a besoin de 4 angles. Les 2 premiers, θ et ϕ, sont les angles d'émission du K^* définis dans le centre de masse du système $K\pi\pi$. Les 2 derniers, θ' et ϕ', sont les angles de désintégration du K^* définis dans le système du K^*. Dans le système $K\pi\pi$ le système d'axesest celui de Gottfried-Jackson que nous avons déjà défini. Dans le système du K^*,

l'axe Oz' est le long de la ligne de vol du K^*, vu du système $K^*\pi$ au repos (c'est-à-dire la direction opposée à celle du π^-), l'axe Oy' est normal au plan contenant le K incident et Oz'. L'axe Ox' se déduit des 2 précédentes afin d'obtenir un trièdre direct.

Nous avons sélectionné le canal $K^*(890)\pi^-p$ en effectuant la coupure suivante dans le spectre de masse $K^-\pi^+$: $.84 < M(K^-\pi^+) < .94$ GeV. D'autre part, nous avons effectué, aux 2 énergies, les mêmes coupures que pour l'analyse de la distribution angulaire de la normale.

Le $K^*(890)$ étant un état 1^-, considérons les moments $\langle W_1 \rangle$ et $\langle W_2 \rangle$ qui s'obtiennent à partir des éléments de matrice densité du $K^*(890)\rho'_{ij}$:

$$\langle W_1 \rangle = \langle 2\rho'_{1-1} \sqrt{\frac{2\pi}{15}}\ Y_2^2(\theta,0) \rangle \equiv \langle -2 \cos 2\phi' \sin^2\theta \rangle \qquad [6]$$

$$\langle W_2 \rangle = \langle (\rho'_{11}+\rho'_{1-1})\ 2\sqrt{\frac{4\pi}{5}}\ Y_2^0(\theta) \rangle \equiv \langle \left(\frac{3-5\cos^2\theta'}{2}\right)(3\cos^2\theta-1) \rangle$$

L'analyse de Berman-Jacob prédit :

$$\frac{\langle W_1 \rangle}{\langle W_2 \rangle} = \eta(-)^J \frac{J(J+1)}{3-J(J+1)}$$

Dans cette expression, J est le spin du système $K\pi\pi$ et η est la parité relative entre le système $K\pi\pi$ et le K^*.

Les résultats obtenus à 14.3 GeV/c et à 3.9 GeV/c sont donnés sur les figs. 23a et 24a. Sur ces figures sont également présentées les valeurs du rapport de ces moments

pour différents J^P possibles : 0^-, $1^\pm$, $2^\pm$, $3^\pm$. Au dessous de 1.55 GeV , nos données sont consistantes, aux 2 énergies incidentes, avec des J^P 1^+ ou 2^+, par contre 1^- et 2^- sont totalement exclus. Par contre au dessus de 1.55 GeV, il y a un brusque changement dans les nombres quantiques du système $K\pi\pi$. Le J^P dominant est alors 1^- 2^- ou 3^+ : cela est plus net à haute énergie incidente, en effet à 3.9 GeV à hautes masses $K\pi\pi$ même, après la coupure H, les contaminations ne sont pas négligeables ; c'est en particulier le cas pour le mode $\Delta^\circ(1236) \rightarrow p\pi^-$.

Pour décider entre les 2 séries possibles pour J^P, naturelle(0^+ 1^- 2^+ 3^-,etc...) et non naturelle nous pouvons utiliser un autre argument. A cause de la conservation de la parité à la désintégration (cf. appendice A), l'hélicité du K^* ne peut être nulle, si le système $K\pi\pi$ appartient à la série naturelle. C'est-à-dire que $\rho_{oo}^!$ du $K^x(890) = \langle \frac{5\cos^2\theta' - 1}{2} \rangle$ doit être nul dans un système où Oz' est porté par la direction du π^- (dans le centre de masse du système $K\pi\pi$). $\rho_{oo}^!$,mesuré dans ce système,est donnée aux 2 énergies incidentes sur les figs. 23 b et 24b. $\rho_{oo}^!$ est différent de zéro quelque soit la masse $K\pi\pi$ considérée: nous pouvons donc exclure définitivement tous les J^P appartenant à la série naturelle. Ce résultat est en accord avec la règle de Gribov-Morrisson. En conclusion, nos données sont compatibles avec les J^P suivants : 1^+ dans la région du Q et 2^-(ou 3^+) dans la région du L.

Pour trancher entre les possibilités 2^- et 3^+ dans la région du L, nous allons étendre le test des Berman-Jacob à des harmoniques sphériques d'ordre plus élevé [38]. Sur la fig. 23c sont présentés les moments suivants :

$$\langle W_1 \rangle = \langle -2\rho'_{1-1}\ Y_4^2\ (\theta,0) \rangle \equiv \langle -2 \cos 2\phi'\ Y_4^2(\theta,0) \rangle \qquad [7]$$

$$\langle W_2 \rangle = \langle (\rho'_{11} + \rho'_{-1-1})\ Y_4^\circ(\theta) \rangle \equiv \langle \left(\frac{3-5\cos^2\theta'}{2}\right) Y_4^\circ(\theta) \rangle$$

Comme le cas précédent, le rapport $\frac{\langle W_1 \rangle}{\langle W_2 \rangle}$ s'obtient à partir des coefficients de Clebsch-Gordan :

$$\frac{\langle W_1 \rangle}{\langle W_2 \rangle} = \varepsilon(-)^{J+1} C(J)$$

J et ε désignent le spin et la parité du système $K\pi\pi$ et C(J) est égal respectivement à $\sqrt{\frac{5}{2}}$ et $-2\sqrt{10}$ pour un spin 2 et un spin 3. La valeur du rapport de ces moments indique que l'état de spin-parité du $L^- \to K^{*\circ}(890)\pi^-$ est plutôt 2^- que 3^+. Nous n'avons pas calculé ces moments à 3.9 GeV/c à cause des problèmes de contamination que nous avons évoqués.

Pour préciser la masse où le J^P dominant du $K^*(890)\pi^-$ change, nous avons divisé le spectre de masse $K^-\pi^+\pi^-$ à 14.3 GeV/c en intervallesde 70 MeV. L'apparition du système 2^- dominant a lieu aux environs de 1.55 GeV.

Dans un même ordre d'idées nous allons nous intéresser à la valeur du moment angulaire entre le $K^{*\circ}(890)$ et le π^-. Le Q étant un (ou plusieurs) états 1^+, le système $K^{*\circ}(890)\pi^-$ peut être dans une onde S ou une onde D. Dans le cas d'une onde S, les distributions de l'azimuth ϕ et du cosinus de

l'angle polaire du $K^*(890)$ dans le centre de masse du système $K\pi\pi$ doivent être plates. Nos données à 14.3 GeV/c (référées par rapport au système de Gottfried-Jackson) sont compatibles avec une onde S (cf. fig. 25) dans la région du Q ; il en est de même à 3.9 GeV/c. Le léger désaccord peut être attribué au $K^*(1420)$, au fond causé par la désintégration en $K\rho$ ou même à une mauvaise identification $K^-\pi^-$.

De même que nous avons observé un changement dans la spin-parité, nous constatons que la distribution angulaire du $K^*(890)$ est très différente dans la région du L (cf. fig. 25). Dans le cas d'un état 2^-, le système $K^{*\circ}(890)\pi^-$ peut être dans une onde P ou F. Nos données sont consistantes avec une onde P.

En conclusion, nos données sont uniquement compatibles avec des états 1^+ dans la région du Q, se désintégrant en $K^*(890)\pi$ par une onde S. Le résultat étant en accord avec des observations récentes de la réaction $K^-p \to Q^+p$[58] . Dans la région du L, le système $K^*(890)\pi$ a pour J^P 2^-.

b) <u>Réaction $K^-p \to K^-p\,\pi^+\pi^-\pi^\circ$</u>

Nous pouvons répéter la présente analyse pour des événements appartenant à la réaction (4). Les moments $\langle Y_\ell^m \rangle$ de la normale du système $K^-\pi^+\pi^-$ (mesurés dans le système de G.J.) bien que quantitativement différents, se comportent qualitativement de la même façon dans les réactions (1) et (4), c'est-à-dire que seul $\langle Y_2^\circ \rangle$ est non nul dans la région du Q, $\langle Y_4^\circ \rangle$ devenant différent de zéro pour $M(K^-\pi^+\pi^-) \gtrsim 1.5$ GeV.

Considérons maintenant le canal $K^{*\circ}(890)\pi^-$, le K^* est défini avec la coupure de masse précédente ; de même, nous avons sélectionné les événements tels que $|t_{K^-} \to K^-\pi^+\pi^-| < .6\ \mathrm{GeV}^2$, et nous avons exclu le Δ^{++} (1236). Le rapport des moments $\langle W_1\rangle/\langle W_2\rangle$ définis par les relations [6] est donné sur la fig. 26a ainsi que ρ^1_{00} du K^* mesuré dans le système précédemment défini. En combinant les tests illustrés par les figs. 26a et 26b, nous constatons qu'au dessous de 1.35 GeV l'état dominant est un 1^+, par contre entre 1.35 et 1.8 GeV , la présence de $K^*(1420) \to K^-\pi^+\pi^-$ semble prépondérante ($\rho^1_{00} \simeq 0$). Nous nous sommes limités à 1.8 GeV à cause des problèmes de contamination particulièrement importants à haute masse $K^-\pi^+\pi^-$.

c) <u>Réaction $K^-p \to \overline{K^\circ}\pi^+\pi^-n$</u>

L'analyse de Berman Jacob peut être appliquée à cette réaction en sélectionnant les événements appartenant au $K^{*-}(890) \to \overline{K^\circ}\,\pi^-$. Mais, ni à 3.9 GeV/c, ni à 14.3 GeV/c, cette analyse ne permet de déterminer l'état de spin-parité dominant du système $K^{*-}\pi^+$. Cela est probablement dû à l'importance du fond dans cette réaction. Cependant, nous avons constaté que les distributions azimutales et polaires du $K^*(890)$ dans le centre de masse $K\,\pi^+\pi^-$ sont incompatibles avec une onde S ; ce qui, combiné aux remarques du paragraphe II A 1, nous permet de conclure que le système $\overline{K^\circ}\pi^+\pi^-$ dans cette réaction est dominé par le $K^*(1420)$.

4) Le mode $K^{*}(1420)\pi$

Le signal du $K^{*}(1420)$ étant très faible à 3.9 GeV/c, nous n'utiliserons que les données à 14.3 GeV/c. La contribution du mode $K^{*\circ}(1420)\pi^{-}$ est importante dans la région du L, comme nous l'avons vu dans la section précédente. L'histogramme de masse $K^{-}\pi^{+}$ dans la région du L est caractérisé par la présence d'un signal important dans le $K^{*}(890)$, le signal du $K^{*}(1420)$ est aussi visible, mais sur un fond non résonnant important (cf. fig.27).

Pour déterminer l'état de spin-parité du système $K^{*\circ}(1420)\pi^{-}$, nous allons utiliser une généralisation du formalisme introduit par Berman et Jacob[38] . Les valeurs du rapport $\langle W_1\rangle/\langle W_2\rangle$ restent les mêmes dans le cas d'un spin 2^{+}, si nous ne considérons que l'hélicité 1 du $K^{*}(1420)$, il suffit de remplacer dans les relations $\left[\,6\,\right]\rho'_{1-1}$ et $(\rho'_{11} + \rho'_{-1-1})$ par leurs expressions équivalentes dans le cas d'un spin 2^{+}[46] . Le résultat obtenu est donné sur la fig. 28a , la région du $K^{*}(1420)$ a été définie par la coupure suivante : $1.37 < M(K^{-}\pi^{+}) < 1.47$ GeV. Nous avons présenté sur la même figure les moments $\langle W_1\rangle$ et $\langle W_2\rangle$ pour la région de masse $1.27 < M(K^{-}\pi^{+}) < 1.37$ GeV qui est dominée par le fond ; nous constatons que la valeur trouvée pour ces 2 moments est approximativement la même pour le signal et pour le fond, nous pouvons donc admettre que son influence est petite dans le calcul de ces moments.

De même ρ'_{00} (calculé dans le cas d'un spin 2^+) doit être nul par parité dans le cas de la série naturelle, ce qui est en contradiction avec sa valeur calculée $\rho'_{00} = .14 \pm .06$. La combinaison de ces 2 résultats indique pour le système $K^{*\circ}(1420)\pi^-$, un état de spin parité 2^- ou 3^+.

Pour trancher entre ces 2 états, il nous faudrait calculer les moments analogues à $\langle W_1 \rangle$ et $\langle W_2 \rangle$ donnés par les relations [7]; mais la détermination de ces moments est trop imprécise pour pouvoir conclure. Une autre possibilité est de déterminer le moment angulaire entre le $K^{*\circ}(1420)$ et le π^-, par analogie au système 1^+ en onde S $K^{*\circ}(890)\pi^-$, on s'attend à un système 2^- se désintégrant en onde S pour le système $K^{*\circ}(1420)\pi^-$. Les distributions des angles d'émission du $K^*(1420)$ dans le centre de masse du système $K^-\pi^+\pi^-$ sont données fig. 28b et 28c. La distribution de l'angle polaire en particulier est anisotrope et présente une forte asymétrie avant, arrière. Mais nous constatons, d'après les figs.28b et 28c où nous présentons les mêmes distributions pour les événements tels que $1.27 < M(K^-\pi^+) < 1.37$ GeV que ce comportement peut être attribué au fond. Les distributions dans la région du $K^*(1420)$ peuvent s'interprêter comme une onde S $K^{*\circ}(1420)\pi^-$ superposé à un fond anisotrope. Cependant, la présence de plusieurs ondes interférant ne peut pas être totalement exclue. De même, la légère anisotropie de l'angle ϕ peut indiquer la présence d'états $K\pi\pi$ avec $Mz \neq 0$; nous en reparlerons dans la section consacrée à la conservation de l'hélicité.

En conclusion, nos données sont compatibles avec un système $K^*(1420)\pi$ de spin parité 2^- se désintégrant par une onde S.

5) Les autres modes de désintégration

Après avoir étudié la spin-parité des modes dominants $K^*(890)\pi$ et $K^*(1420)\pi$, nous allons étudier les autres modes de désintégration.

a) Le mode $\kappa\pi$

Nous désignerons par κ un système $K\pi$ d'onde S donnant lieu à un état, résonnant ou non, 0^+ d'isospin 1/2. Cet état existe dans la région du $K^*(890)$. La présence de κ pourra se traduire par un moment $\langle Y_1^0 \rangle$ du système $K\pi$ non nul, dans le cas où les ondes S et P $K\pi$ interfèrent. Pour cela nous allons utiliser la réaction (1) à 14.3 GeV/c où il n'y a qu'un seul état de charge K^* possible. La distribution du cosinus de l'angle polaire du K^- (dans le centre de masse $K^-\pi^+$) par rapport au système de Gottfried-Jackson présente une asymétrie avant-arrière dans les régions du Q et du L; ceci pour les événements appartenant au $K^*(890)$; cela se traduit par une valeur $\langle Y_1^0 \rangle = .12 \pm .03$ qui varie peu en fonction de la masse $K\pi\pi$. Dans cette détermination de $\langle Y_1^0 \rangle$, nous nous sommes limités à $|t_{pp}| < .5$ GeV^2 et $|t_{K^-\to K^-\pi^+}| < .5$ GeV^2 et nous n'avons pas coupé le $\Delta^{++}(1236)$. Pour nous assurer que cette asymétrie n'est pas simulée par le ρ ou le Δ^{++}, nous présentons fig.29 les masses effectives $K^-\pi^+$, $\pi^+\pi^-$, $p\pi^+$ et $p\pi^-$ des événements sélectionnés. La contamination par le $\Delta^{++}(1236)$ est négligeable (inférieure à 5%) et il n'y a pas d'évidence

pour un signal de ρ après ces coupures. La présence d'un système d'onde S κ est donc l'hypothèse la plus plausible pour expliquer cette valeur non nulle de $\langle Y_1^\circ \rangle$. Par contre, à 3,9 GeV/c, il reste un signal $\Delta^{++}(1236)$ après les coupures précédentes, ce qui rend la mise en évidence du mode κπ difficile.

b) Le mode Kω

Nous ne parlerons ici que du mode Kω, les systèmes $K^*(890)\rho$, $K^*(890)\omega$ et Kφ ne concernant que trop peu d'événements pour permettre une étude quantitative. Les modes Kρ et Kf° sont difficiles à étudier, le ρ et le f° ne pouvant être séparés des productions de $K^*(890)$ et de $K^*(1420)$.

En ce qui concerne le mode $K^-\omega$, au dessous de 1.55 GeV , nous avons constaté que les distributions azimut**ales** et polaires du K^- dans le centre de masse $K^-\pi^+\pi^-\pi^\circ$ sont incompatibles avec une onde S, le test de Berman-Jacob ne permettant pas de conclure sur l'état J^P. Dans la région du Q, les systèmes Kω et $K^*(890)\pi$ se comportent dond différemment, bien qu'il nous soit difficile d'exclure un système 1^+ se désintégrant par une onde D. Dans la région du L, la spin-parité vraisemblable est 2^- ($\langle W_1 \rangle = -.09 \pm .08$, $\langle W_2 \rangle = .23 \pm .09$, $\rho'_{00} = .36 \pm .07$), mais la masse effective Kω ne présente pas de bosse dans cette région.

E. ANALYSE DU DIAGRAMME DE DALITZ

Nous nous limiterons dans cette analyse à l'étude de la région du Q car, comme nous l'avons vu dans la section II D 2, plusieurs états de parités opposées sont présents dans la région du L. Les désintégrations en $K^{*}(1420)\pi$ et Kf° compliquent encore la situation expérimentale. Toute analyse du diagramme de Dalitz dans cette région doit tenir compte de tous ces états de spin-parité. Or, avec notre statistique actuelle, il nous est difficile d'ajuster précisément beaucoup de paramètres à la fois.

De même, nous n'avons pas considérer la réaction (4). Le problème des ambiguïtés joue un très grand rôle dans l'étude des diagrammes de Dalitz, comme nous le verrons.

La population du diagramme de Dalitz dépend de l'état de spin-parité J^{P} du système et est sensible aux structures dans les masses effectives $K\pi$ et $\pi\pi$. Notons de plus, que 2 états de J^{P} différents n'interfèrent pas dans le diagramme de Dalitz, après intégration sur la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration (Appendice A). Par contre, pour une J^{P} donnée deux états correspondent à des moments angulaires l différents interfèrent. L'analyse du diagramme de Dalitz est donc complémentaire de l'analyse présentée dans la section II D.

Nous présenterons dans ce chapitre l'analyse des diagrammes de Dalitz à 14.3 GeV/c et à 3.9 GeV/c.

1) Formalisme utilisé

Nous ne considérons dans un premier stade que les désintégrations dominantes $K^{*}(890)\pi$ et $K\rho$. Pour un état de spin pur, la densité des événements dans le diagramme de Dalitz est donnée par

$$I(M_1^2,\ M_2^2) = \sum_{u=-J}^{u=+J} |T_J^u|^2$$

où T_J^u représente l'amplitude de désintégration d'une particule de spin J dont la projection du spin sur la normale du plan de désintégration est u. Si nous supposons maintenant que le Q est un objet d'isospin 1/2, nous avons pour la réaction (1) :

$$I\left[M^2(K^-\pi^+),\ M^2(\pi^+\pi^-)\right] = \frac{4}{9}\sum_u |A_J^u(K^*)|^2 + \frac{1}{3}\alpha^2 \sum_u |A_J^u(\rho)|^2$$

$$[8] \qquad + \frac{4}{3\sqrt{3}} \mathrm{Re}\left[\alpha e^{i\beta} \sum_u (A_J^{u*}(K^*) A_J^u(\rho)\right]$$

et pour la réaction (2) :

$$I\left[M^2(K^\circ\pi^\circ), M^2(K^\circ\pi^-)\right] = \frac{2}{9}\sum_u |A_J^u(K^{*\circ})|^2 + \frac{2}{9}\sum_u |A_J^u(K^{*-})|^2$$

$$+ \frac{2}{3}\alpha^2 \sum_u |A_J^u(\rho)|^2 - \frac{4}{9}\mathrm{Re}\sum_u\left[|A_J^u(K^{*\circ}) A_J^u(K^{*-}) \right]$$

$$[9] \quad \pm\frac{4}{3\sqrt{3}}\left[\mathrm{Re}\ \alpha e^{i\beta} \sum_u A_J^{u*}(K^{*\circ})\ A_J^u(\rho)\right]$$

$$-\frac{4}{3\sqrt{3}}\left[\mathrm{Re}\ \alpha e^{i\beta} \sum_u A_J^{u*}(K^{*-})\ A_J^u(\rho)\right]$$

Dans ces expressions, les termes du type A_J^u sont les amplitudes de désintégration en $K^*\pi$ et en $K\rho$, ils contiennent les Breit-Wigner des mesons vectoriels V ainsi que la dépendance angulaire interne de la désintégration. Ces termes A_J^u dépendent de l'état J^P du système $K\pi\pi$. D'après les résultats du chapitre précédent, le Q est un objet 1^+ se désintégrant en $K^*(890)\,\pi$ par une onde S. Nous supposerons que c'est également le cas pour le mode $K\rho$. En utilisant le formalisme développé par Zemach [59], nous obtenons, (cf. Appendice B) :

$$|A(V)|^2 = |BW(V)|^2$$

$$A^x(V)A(V') = \hat{q}_V \cdot \hat{q}_{V'}\, BW^*(V)BW(V')$$

$\hat{q}_V$ et $\hat{q}_{V'}$ sont les vecteurs unitaires dans la direction de l'analyseur de la désintégration du meson vectoriel. Cette direction est définie dans le centre de masse du meson V, par rapport à un système d'axe fixe dans le centre de masse du Q. Les termes BW(V) sont des Breit-Wigner d'onde P données par :

$$BW(V) = \frac{\frac{\sqrt{\Gamma_o M_o}}{q_o}\,\frac{q_V}{q_o}}{M - M_o + \frac{i\Gamma}{2}}$$

avec $$\Gamma = \Gamma_o \frac{M_o}{M}\left(\frac{q_V}{q_o}\right)^3$$

où q_o correspond à la valeur de q_V pour $M = M_o$. Nous avons pris les valeurs suivantes de M_o et de Γ_o

$$\rho : M_o = .765 \text{ GeV} \qquad \Gamma_o = .125 \text{ GeV}$$
$$K^*: M_o = .892 \text{ GeV} \qquad \Gamma_o = .05 \text{ GeV}$$

Dans les expressions [8] et [9] le terme $\alpha e^{i\beta}$ est le rapport des amplitudes correspondant à $Q \to K\rho$ et à $Q \to K^*\pi$. Le signe de la phase β a été fixé en choisissant le K comme analyseur de la désintégration du K^* et le π^- pour celle du ρ.

Ces deux paramètres α et β ont été obtenues à l'aide d'un ajustement des données par maximum de vraisemblance (cf. Appendice B), une méthode de Monte-Carlo a été utilisée dans le calcul des intégrales de normalisation.

2) Diagramme de Dalitz à 14.3 GeV/c

Les diagrammes de Dalitz correspondant aux masses $M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV, pour les réactions (1) et (2), sont données fig. 30 . Le Δ^{++} et le Δ^+ ont été coupés respectivement dans les réactions (1) et (2). Le mode $K^*(890)\pi$ domine clairement. Un signal $K\rho$ est également visible bien que difficilement dissociable du mode $K^*(890)\pi$. Dans la réaction (2), la situation est plus complexe à cause de la présence de deux états de charge K^*, le signal du ρ^- est plus important que dans la réaction (1) comme on s'y attend pour un système d'isospin 1/2. Nous verrons sur les

histogrammes de masse Kπ que l'importance des 2 K^* est comparable comme l'on s'y attend également si le Q est un objet d'isospin 1/2 (fig. 32).

a) Etude supposant la désintégration d'un 1^+ en $K^*\pi$ et $K\rho$

Nous avons divisé le spectre de masse $K\pi\pi$ en 3 régions de 100 MeV de large. Nous n'avons pas considéré les masses $K\pi\pi$ inférieures à 1.2 GeV, car elles sont situées au-dessous du seuil $K\rho$. Nous avons procédé de manière indépendante par les deux états finals $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K^0}\pi^-\pi^\circ$, dans chaque bande de masse. La qualité des ajustements est illustrée par les fig. 31 et 32 qui montrent, pour les trois intervalles de masse $K\pi\pi$, chacune des trois masses effectives comparées au résultat de l'ajustement. L'accord est généralement bon, bien que le signal du ρ semble surestimé dans les deux canaux, dans le premier intervalle de masse $K\pi\pi$. Les valeurs de α et β sont données dans la Table 4a; nous constatons que, dans les deux canaux, α décroît avec la masse $K\pi\pi$ et β varie fortement avec la masse. D'autre part, les valeurs de α et β obtenues indépendemment dans les deux canaux sont en désaccord. Or, par construction des formules [8] et [9] , elles doivent être les mêmes pour $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K^0}\pi^-\pi^\circ$. Nous constatons en particulier (cf. table 4a) que α est systématiquement plus grand pour $K^-\pi^+\pi^-$ que pour $\overline{K^0}\pi^-\pi^\circ$.

Cela peut être causé par plusieurs facteurs, comme l'ambiguïté $K^-\pi^-$ qui n'est présente que dans la réaction (1). Mais, cela peut être dû également à la présence d'autres états de spin-parité que 1^+ dont nous n'avons pas tenu compte. Pour cette raison, nous allons considérer en plus du système dominant 1^+, un fond 0^- dont la présence est suggérée par les résultats de la section II D 2.

b) Introduction d'un fond 0^-

Nous avons (section II D 4) établi la présence d'une onde S $K^-\pi^+$, en plus de l'onde p résonante. Ce système $K^-\pi^+$ d'onde S, le κ ayant une spin-parité 0^+, nous ferons l'hypothèse, que ce système donne naissance par l'intermédiaire d'une onde S à un système $K\pi\pi$ de spin-parité 0^-. Dans la détermination des déphasages $K\pi$ [60,61], il existe deux solutions pour δ_1° : une solution variant lentement en fonction de la masse $K\pi$, dite solution "down" que nous pouvons paramétrer par une Breit-Wigner d'onde S de masse et largeur :

$$M_o = 1.2 \text{ GeV} \qquad \Gamma_o = .45 \text{ GeV}$$

L'autre solution, dite solution "up" est un déphasage qui passe brusquement par la valeur $\frac{\pi}{2}$ à la masse du $K^*(890)$, mais qui est difficile à paramétrer par une Breit-Wigner, surtout loin de la masse qui correspond à $\delta_1^\circ = \frac{\pi}{2}$.

Nous avons d'ailleurs obtenu de meilleurs ajustements avec cette paramétrisation de la solution "down" qu'en utilisant une Breit-Wigner de masse et largeur :

$$M_o = .892 \text{ GeV} \qquad \Gamma_o = .03 \text{ GeV}$$

TABLE 4

AJUSTEMENTS DES DIAGRAMMES DE DALITZ A 14.3 GeV/c

4.a) Hypothèse : $1^+ \rightarrow K(890)\pi$ et $K\rho$ par l'intermédiaire d'une onde S

M(Kππ) GeV	$K^-p \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$				$K^-p \rightarrow \bar{K}^0p\pi^-\pi^0$			
	N^bre d'Evts	α	β radians	Log L	N^bre d'Evts	α	β radians	Log L
1.2 - 1.3	491	1.99 ± .16	.89 ± .14	232.6	215	1.32 ± .17	.43 ± .18	110.5
1.3 - 1.4	529	.95 ± .08	1.67 ± .21	229.8	186	.64 ± 11	.82 ± .22	55.1
1.4 - 1.5	373	.74 ± .07	2.26 ± .21	146.3	123	.47 ± 10	1.11 ± .35	34.7

4.b) Inclusion d'un fond 0^- se désintégrant en $K\pi$ et $K\varepsilon$

M(Kππ) GeV	$K^-p \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$				$K^-p \rightarrow \bar{K}^0p\pi^-\pi^0$			
	N^bre d'Evts	α	β radians	Log L	N^bre d'Evts	α	β radians	LogL
1.2 - 1.3	491	1.78 ± .17	.45 ± .18	245.9	215	1.30 ± .17	.28 ± .21	111.5
1.3 - 1.4	529	.70 ± .11	.99 ± .24	248.4	186	.70 ± .11	.45 ± .21	61.7
1.4 - 1.5	373	.20 ± .13	1.15 ± .94	167.4	123	.42 ± .13	.08 ± .41	44.3

De même que cette onde S $K\pi$, le système $\pi\pi$ peut avoir une contribution d'onde S. Une mise en évidence directe de cette onde est difficile, à cause de la présence de $K^*(890)$. Des évidences pour un mode $Q \to K\varepsilon$ ont déjà été présentées [2,3,13]. Ce système $\pi\pi$ étant d'isospin nul, il n'est présent que dans le système $K^-\pi^+\pi^-$; en supposant donc un système 0^- se désintégrant par onde S en $\kappa\pi$ et $K\varepsilon$, les relations [8] et [9] doivent être modifiées en ajoutant pour l'état $K^-\pi^+\pi^-$:

$$[10] \quad \left[\gamma^2 \ \frac{4}{9}\left|BW\ (\kappa)\right|^2 + \frac{2}{3}\,u^2\left|BW\ (\varepsilon)\right|^2 - \frac{4\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}\ \mathrm{Re}\left[u e^{i\nu} BW^*(\kappa)\, BW(\varepsilon)\right]\right]$$

et pour l'état $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$:

$$[11] \quad \frac{2}{9}\ \gamma^2\left|BW\ (\kappa^0)\right|^2 + \frac{2}{9}\ \gamma^2\left|BW\ (\kappa^0)\right|^2 - \frac{4}{9}\gamma^2 \mathrm{Re}\left[BW^*(\kappa^0)\ BW(\kappa^0)\right]$$

Dans ces expressions, les fonctions BW sont des Breit-Wigner non relativistes d'onde S, du type de celles que nous avons utilisées dans la section II B 1. Les paramètres γ, u et ν sont les analogues des α et β que nous avons déjà introduits. Pour l'onde S du système $\pi\pi$, nous avons également choisi la solution "down" du déphasage δ_0^0 qui peut être paramètré par une Breit-Wigner d'onde S de masse et de largeur :

$$M_0 = .7 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad \Gamma_0 = .3 \text{ GeV}$$

Nous avons vérifié que les valeurs de α et β obtenues, étaient très peu sensibles à de petites variations des paramètres M_o et Γ_o utilisées pour le κ et le ε. Notons d'ailleurs, que les expressions [10] et [11] peuvent être interprétées comme la paramétrisation d'un fond variant lentement avec la masse $K\pi\pi$. Il est par conséquent difficile d'interprêter les valeurs obtenues pour les paramètres γ, u et ν.

Les valeurs de α et β obtenues sont données dans la Table 4b, nous constatons que le logarithme de la vraisemblance Log L devient plus grand après introduction du fond 0^- *. Notons à ce propos que l'influence du mode $K\varepsilon$ est surtout sensible dans le dernier intervalle de masse (cf. Table 5) où il améliore l'ajustement. La présence de ε dans la réaction (1) a pour effet de diminuer la valeur du paramètre α. Les valeurs de α et β obtenues dans ce deuxième ajustement sont en meilleur accord dans les deux canaux. De plus, si β est petit et à peu près constant en fonction de la masse, α décroit de 1.2 à 1.5 GeV d'un facteur au moins égal à 2.

Une autre possibilité pour un état 0^- est la présence d'une onde P entre le meson 1^- et le pseudo-scalaire.

---

*Rappelons que 2 (Log L_2-Log L_1) suit une loi de χ^2 à r degrés de liberté, si le 2ème ajustement s'obtient à partir du 1er par l'addition de r paramètres.

TABLE 5

COMPARAISON DES DIFFERENTS AJUSTEMENTS DU DIAGRAMME DE DALITZ DU SYSTEME $K^-\pi^+\pi^-$ A 14.3 GeV/c

M(Kππ) GeV	Log L Ajustement i)	Log L Ajustement ii)	Log L Ajustement iii)	Log L Ajustement iv)
1.2 - 1.3	232.6	245.5	245.9	232.7
1.3 - 1.4	229.8	246.5	248.4	229.9
1.4 - 1.5	146.3	159.3	167.4	146.3

i) Ajustement correspondant à la Table 4a

ii) Ajustement incluant un fond $O^- \to O^+O^-$ où le système O^+ est uniquement le κ

iii) Ajustement correspondant à la Table 4b

iv) Ajustement incluant un fond O^- provenant des système d'ondes P $K^*(890)\pi$ et $K\rho$

Nous avons fait un ajustement du diagramme de Dalitz avec cette hypothèse, mais les vraisemblances obtenues dans ce cas sont nettement plus petites que dans le cas des systèmes 0^+ (cf. table 5).

c) Détermination du rapport de branchement $(Q \to K\rho / Q \to K^*\pi)$

Dans chaque état final, le rapport du nombre d'événements correspondant aux modes $K\rho$ et $K^*\pi$ s'obtient à partir du paramètre α. Considérons par exemple le canal $K^\circ\pi^-\pi^\circ$, nous aurons :

$$R_\circ = 3\alpha^2 \frac{\sum_u \int |A_J^u(\rho)|^2 \, d\Omega}{\sum_u \int |A_J^u(K^{*-}) - A_J^u(K^{*\circ})|^2 d\Omega} = \frac{N(K^\circ\rho^-)}{N(K^*\pi)}$$

Soit R_- le rapport de branchement correspondant au canal $K^-\pi^+\pi^-$ nous devons avoir (à cause des coefficients de Clebsch-Jacob)

$$R_\circ \simeq 2R_1$$

L'égalité n'étant réalisé que si le terme correspondant à l'interférence entre les 2 K^* de charges différentes est très petit, ce qui est le cas.

Comme nous venons de le voir, la détermination du paramètre α dépend de la paramétrisation choisie pour ajuster le diagramme de Dalitz. Nous utiliserons donc l'ajustement incluant le fond $0^- \to 0^+0^-$. A priori $R_\circ$ et R_- peuvent être déterminés indépendemment, nous avons préféré déterminer $R_\circ$ et

en déduire R_- pour les raisons suivantes :

i) L'ambiguïté $K^-\pi^-$ n'est présente que dans l'état final $K^-\pi^+\pi^-$, or nous avons vu (section I B 2a) qu'une mauvaise hypothèse pouvait simuler un signal de ρ°. Cela peut augmenter R_- d'un facteur de l'ordre de 1.5 à 2 [13].

ii) Nous avons constaté, en prenant 60 MeV comme largeur du $K^*(890)$ que la détermination du paramètre α n'est pratiquement pas affectée par une modification de la largeur du K^* dans le canal $\overline{K^\circ}\pi^-\pi^\circ$, ce n'est pas le cas pour le canal $K^-\pi^+\pi^-$.

iii) A cause du grand nombre de paramètres (5), la détermination des paramètres α et β est moins précise dans le canal $K^-\pi^+\pi^-$ en particulier dans le dernier intervalle de masse.

Les valeurs de R_o en-dessus de 1.2 GeV sont données dans la fig. 33 ; R_o décroit en fonction de la masse $K\pi\pi$ pour devenir très petit au-dessus de 1.4 GeV. R_o et R^- décroissent moins en fonction de la masse que le paramètre α, car le terme d'espace de phase du ρ croit avec la masse $K\pi\pi$. Ceci est en accord avec notre observation de la différence entre les spectres de masses $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K^\circ}\pi^-\pi^\circ$ (cf. section II B2). Entre 1.2 et 1.3 GeV, la proportion de ρ étant importante, la section efficace $d\sigma/dM$ est plus grande dans la réaction (2) que dans la réaction (1) ; par contre, la contribution du ρ étant négligeable entre 1.4 et 1.5 GeV les sections efficaces deviennent égales dans les 2 canaux, c'est ce que nous avons observé dans la section II B2.

Au contraire de R_o (ou R_-), le rapport du nombre d'événements $N(K\pi^o)/N(K^*\pi)$ déterminé dans la réaction (2) (les paramètres γ, u et ν étant déterminés de manière trop imprécises dans la réaction (1)) croit en fonction de la masse $K\pi\pi$ prenant au-dessus de 1.2 GeV les valeurs suivantes (.03 ± .03), (.14 ± .05), (.28 ± .10) pour les trois intervalles de masse.

Nous avons également utilisé la réaction (2) pour chiffrer l'importance de l'interférence $K^*\rho$, le nombre d'événements correspondant au terme $\alpha \sin\beta$ dans l'expression [9] est toujours compatible avec zéro, par contre :

$$R_{(K^*-\rho)} = 2\sqrt{3}\alpha\cos\beta \; \frac{\sum_u \int \mathrm{Re}\left[A_J^u(K^{*\circ})\, A_J^u(\rho)\right] d\Omega}{\sum_u \int \left|A_J^u(K^{*-}) - A_J^u(K^{*\circ})\right|^2 d\Omega}$$

prend dans les 3 intervalles de masse, les valeurs suivantes : (.20 ± .05), (.12 ± .04), (.12 ± .05). Cette interférence n'est donc pas négligeable.

3) Diagramme de Dalitz à 3.9 GeV/c

Comme nous l'avons vu au paragraphe II A, la contamination dans la région du Q est un problème beaucoup plus important à 3.9 GeV/c qu'à 14.3 GeV/c, nous discuterons donc de point avant de présenter les résultats.

a) Problèmes posés par l'analyse du diagramme de Dalitz à 3.9 GeV/c

Le formalisme utilisé est celui décrit au 1er paragraphe, nous nous limiterons pour le moment à un système 1^+ se désintégrant en $K^{*-}\pi$ et $K\rho$ par l'intermédiaire d'une onde S et nous procéderons de manière indépendante dans les 2 canaux $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$ et $K^-\pi^+\pi^-$, nous ne considérons également que les événements tels que $1.2 < M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV.

Les principaux problèmes de contamination sont, comme nous l'avons vu, la présence des $\Delta(1236)$ et la présence du $K^*(1420) \to K\pi\pi$. Nous présentons dans la table 6 les valeurs de α et β obtenus pour le système $K^-\pi^+\pi^-$ dans 6 cas différents :

i) coupure H et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2

ii) Δ^{++} coupé et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2

iii) Δ^{++} et Δ^0 coupés et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2

iv) Δ^{++} coupé et $|t_{pp}| > .6$ GeV^2

v) Δ^{++} coupé et $|t_{pp}| < .3$ GeV^2

vi) Δ^{++} coupé et $|t_{pp}| < .15$ GeV^2

Nous constatons d'abord l'importance de la coupure en transfert : les valeurs de α et β sont très différentes dans les cas iv) et ii). Ensuite, si les valeurs de α diffèrent peu dans les cas i), ii) iii), v), les valeurs de β dépendent beaucoup des coupures effectuées, ce qui rend difficile sa détermination. Notons également, que dans la région de masse : $1.2 < M(K\pi\pi) < 1.3$ α devient petit (ajustement vi) à très

TABLE 6

COMPARAISON DES DIFFERENTS AJUSTEMENTS DU DIAGRAMME DE DALITZ DU SYSTEME $K^-\pi^+\pi^-$ à 3.9 GeV/c

N° de l'ajustement	M(Kππ)	Nb d'Evts	α	β radians
i)	1.2 - 1.3	221	1.22 ± .17	2.90 ± .26
i)	1.3 - 1.4	246	.84 ± .09	2.97 ± .22
i)	1.4 - 1.5	207	.56 ± .09	1.85 ± .31
ii)	1.2 - 1.3	324	1.22 ± .19	1.32 ± .24
ii)	1.3 - 1.4	393	.81 ± .08	2.90 ± .17
ii)	1.4 - 1.5	330	. 58 ± .07	2.00 ± .23
iii)	1.2 - 1.3	239	1.05 ± .23	.99 ± .34
iii)	1.3 - 1.4	279	.76 ± .09	3.29 ± .20
iii)	1.4 - 1.5	230	.51 ± .08	-.70 ± .28
iv)	1.2 - 1.3	151	1.64 ± .22	-1.29 ± .27
iv)	1.3 - 1.4	216	1.00 ± .16	- .17 ± .29
iv)	1.4 - 1.5	267	1.20 ± .16	- .40 ± .32
v)	1.2 - 1.3	268	1.29 ± .21	1.48 ± .27
v)	1.3 - 1.4	307	.85 ± .09	3.20 ± .18
v)	1.4 - 1.5	240	.50 ± .09	1.93 ± .32
vi)	1.2 - 1.3	177	.63 ± .27	1.43 ± .40
vi)	1.3 - 1.4	173	.84 ± .13	2.69 ± .28
vi)	1.4 - 1.5	105	.50 ± .15	.81 ± .51

petit transfert.

En ce qui concerne la réaction (2), nous savons que les problèmes de contamination y sont moins importants car les $\Delta(1236)$ y sont moins fortement produits. Dans cette réaction, α varie peu si l'on applique la coupure "H" ou si l'on enlève le $\Delta^+(1236)$ (le $\Delta^\circ(1236)$ y est faiblement produit). De même, il ne dépend peu de la coupure en transfert. Ce n'est pas le cas pour β.

b) Résultats des ajustements

Les diagrammes de Dalitz à 3.9 GeV/c diffèrent légérement des diagrammes correspondant à 14.3 GeV/c, par le fait que la population y est plus uniforme.

Nous nous sommes, par suite de l'étude précédente, limités à $|t_{pp}| < .6$ GeV^2. Nous avons également coupé le $\Delta^{++}(1236)$ (ou le $\Delta^+(1236)$). Nous présentons sur les figs. 34 et 35 les histogrammes de masse $K\pi$ et $\pi\pi$ comparés au résultat de l'ajustement dans le cas d'un système 1^+ se désintégrant en $K^*\pi$ et $K\rho$ par l'intermédiaire d'une onde S. L'accord avec les données est, d'une manière générale, un peu moins bon que à 14.3 GeV/c. En particulier, le signal ajusté du ρ est surestimé dans le premier intervalle de masse, pour les 2 canaux $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K^\circ}\pi^-\pi^\circ$.

Nous avons, par analogie avec les ajustements à 14.3 GeV/c, ajouté un fond $0^- \to 0^+ 0^-$ où le seul système 0^+ que nous ayons considéré est le κ, nous avons utilisé pour le définir les mêmes paramètres qu'à 14.3 GeV/c. Nous n'avons pas introduit de mode $K\varepsilon$ dans le système $K^-\pi^+\pi^-$ à

cause des nombreux problèmes de contamination que nous avons évoqués ; la détermination des paramètres γ,u et ν devenant très imprécise, compte tenu du nombre d'événements dont nous disposons après coupures. Le mode $K\pi$ pouvant d'ailleurs s'interprêter comme à 14.3 GeV/c, comme une paramétrisation du fond. Les résultats obtenus sont donnés dans la table 7 , l'introduction de κ s'accompagnant d'une augmentation sensible de Log L. La valeur de β variant beaucoup avec le transfert, nous nous intéresserons surtout au paramètre α.

Nous constatons que les valeurs de α sont incompatibles dans les 2 canaux, ceci peut être dû à la différence des contaminations. En particulier, l'absence de ε (ou de fond $\pi\pi$) dans le canal $K^-\pi^+\pi^-$ peut expliquer le fait que α est systématiquement plus grand dans la réaction (1) que dans la réaction (2).

D'autre part, α varie beaucoup moins avec la masse $K\pi\pi$ à 3.9 GeV/c que à 14.3 GeV/c, en particulier α est compatible avec une constante dans le canal $\bar{K}^0\pi^-\pi^\circ$ (où le ε ne peut pas être produit). C'est également le cas dans le canal $K^-\pi^+\pi^-$ si nous nous limitons à $|t| < .15$ GeV^2 (cf. table 6).

A l'aide des valeurs de α, nous pouvons en déduire le rapport du branchement R_o défini précédemment. Nous avons utilisé, pour les raisons précédemment discutées, la détermination de α dans le canal $\bar{K}^0\pi^-\pi^\circ$ (avec un fond $O^- \to K\pi$). Le rapport R_o (cf. fig. 33) est petit et approximativement constant avec la masse $K\pi\pi$. Ce qui peut expliquer que les

TABLE 7

AJUSTEMENTS DES DIAGRAMMES DE DALITZ A 3.9 GeV/c

M(Kππ) GeV	$K^-p \to K^-p\pi^+\pi^-$			$K^-p \to \overline{K}^0p\pi^-\pi^0$		
	N^{bre} d'Evts	α	β radians	N^{bre} d'Evts	α	β radians
1.2 - 1.3	324	.99 + .20	1.06 + .29	133	.50 + .23	.50 + .41
1.3 - 1.4	393	.71 + .09	2.93 + .21	179	.30 + .10	.97 + .39
1.4 - 1.5	330	.49 + .09	1.54 + .38	185	.40 + .08	1.49 + .38

Ces ajustements correspondent aux coupures suivantes :

Δ^{++}(ou Δ^{+}) exclu et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2

Un fond $O^- \to K\pi$ a été inclu

spectres de masse $K\pi\pi$ ne présentent pas la même différence à 3.9 GeV/c que à 14.3 GeV/c. Notons enfin que le rapport du nombre d'événements $N(\kappa\pi)/N(K^*\pi)$ est du même ordre de grandeur qu'à 14.3 GeV/c, il est constant en fonction de la masse $K\pi\pi$ et de l'ordre de .08 ± .04. L'interférence $K^*(890)\rho$ est difficile à chiffrer, compte tenu des erreurs.

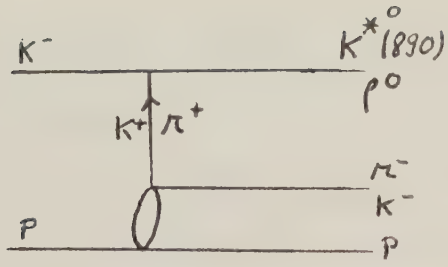
4) Conclusion sur les ajustements du diagramme de Dalitz

Des résultats précédents, il ressort les points principaux suivants :

i) Le paramètre α varie fortement, à hautes énergies, en fonction de la masse $K\pi\pi$. A masse $K\pi\pi$ constante, il décroit avec l'énergie incidente, surtout à basse masse $K\pi\pi$ où la contamination par le $K^*(1420)$ est totalement négligeable.

ii) La région du Q est dominée par les systèmes 1^+ $K^*(890)\pi$ et $K\rho$, ces deux modes interférant. Un fond de l'ordre de 10% à 15% est également présent, il peut être attribué à un état 0^-.

Remarquons d'abord que le 1er point contredit, à première vue, une interprétation du type modèle de Deck. Dans un tel modèle on s'attend, en effet, à ce que les basses masses $K\pi\pi$ correspondent à la dissociation du K^- en $K^*(890)\pi$, les hautes masses correspondant au même mécanisme en $K\rho$. Or, R_o est maximum entre 1.2 et 1.3 GeV. D'autre part, la contribution du diagramme correspondant au $K^*(890)$



décroit plus en fonction de l'énergie que celle correspondant au ρ. Dans le cadre du modèle de Deck-Reggeisé, cette différence est le reflet des comportements des réactions $K^-p \to K^-p$ et $\pi^-p \to \pi^-p$, qui ont des variations en fonction de l'énergie très voisines.

Du point de vue de l'interprétation du Q en terme d'une résonance, la variation de α à 14.3 GeV/c en fonction de la masse Kππ l'exclut totalement. Il faut donc au moins deux résonances pour rendre compte de nos résultats. Dans le cadre du modèle des Quarks, on s'attend à deux mesons 1^+ dans la région du Q, ils correspondent aux configurations $3p_1$ et $1p_1$ du système $\bar{q}q$. Ces deux états ne diffèrent que pour le conjugaison de charge C . La configuration $_3p_1$ correspond à C = +1, on la note K_A et on peut l'identifier au meson C dont nous avons parlé dans l'introduction. La configuration $1p_1$ correspond à C = -1, on la note K_B et elle appartient à l'octet de SU_3 du meson B. A cause de la conjugaison de charge, l'interférence entre le K^* et le ρ est constructive pour le K_A, elle est destructive pour le K_B. On s'attend alors à une variation de la phase β de O à π quand on passe du K_A au K_B, alors qu'au contraire β est constant et toujours petit en fonction de la masse Kππ à 14.3 GeV/c. D'autre part, nos résultats surtout à 3.9 GeV/c diffèrent totalement des rapports de branchement du meson C, pour lequel $R_o \simeq 3$.

Par conséquent, si la région du Q est constitué de deux résonances Q_H et Q_L, elles doivent être des mélanges des états K_A et K_B dont nous venons de parler :

$$Q_H = K_B \cos\theta + K_A \sin\theta$$

$$Q_L = -K_B \sin\theta + K_A \cos\theta$$

Comme nous l'avons vu dans la section II D, le Q_H et le Q_L sont deux états 1^+, ils peuvent donc interférer comme cela a déjà été suggéré [10] . Dans ces conditions, les résultats des ajustements des diagrammes de Dalitz n'ont aucune raison d'être les mêmes à 3.9 GeV/c et à 14.3 GeV/c. De même, les moments $\langle Y_2^0 \rangle$ de la normale peuvent différer dans les réactions (1) et (2) comme nous l'avons vu dans la section II D 1.

En conclusion, l'analyse des diagrammes de Dalitz montre que nos données dans la région du Q sont compatibles avec deux résonances, dans le cadre de ce modèle.

Nous pouvons à ce stade, comparer nos conclusions avec celles obtenues dans des études précédentes. Les études faites dans les réactions K^-p ont considéré la région du Q dans son ensemble et n'ont donc obtenus que des moyennes de α et β sur tout l'intervalle [23,35]. Par contre, les études avec des K^+ incidents ont montré cette décroissance de α en fonction de la masse $K\pi\pi$. Les déterminations de β donnent des résultats contradictoires ; il a été trouvé petit et constant [36] d'une part et compatible avec une variation de 0 à π d'autre part [3] . Certains auteurs montrent que

la présence d'une désintégration $Q \to K\varepsilon$ est nécessaire pour expliquer leurs données, mais sans jamais considérer de désintégration $Q \to K\pi$ [2,3,13] . D'autre part, la situation autour de 3.9 GeV/c est confuse dans les réactions avec K^+ incidents, la réaction $K^+p \to K^0p\,\pi^+\pi^0$ n'a pas été étudiée en dessous de 7 GeV/c à cause de la présence de $\Delta^{++}(1236)$. Enfin, le diagramme de Dalitz de la réaction $K^+p \to K^+\pi^+\pi^-p$ a été analysée sans coupure en transfert.

F. CONCLUSIONS SUR LA DEUXIEME PARTIE

Des résultats de cette 2 ème partie, nous pouvons retenir les points suivants :

i) Le Q et le L sont abondemment produits dans les réactions $K^- p \to Q^- p$ et $K^- p \to L^- p$ à 14.3 GeV/c. Le Q est également produit à 3.9 GeV/c, mais il est difficile de l'isoler de la production de $\Delta(1236)$.

ii) Bien qu'une Breit-Wigner relativiste rende compte du spectre de masse $(K\pi\pi)$ à 14.3 GeV/c au-dessous de 1.5 GeV, l'analyse du diagramme de Dalitz montre que le Q n'est pas une résonance. Nos résultats sont compatibles dans cette région, avec deux résonances de spin-parité 1^+ se désintégrant en $K^*(890)\pi$ et $K\rho$, superposés à un fond 0^-. La proportion de $K\rho$ décroit avec la masse $K\pi\pi$ à haute énergie, ce qui crée une différence entre les spectres de masse $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$ et $K^-\pi^+\pi^-$.

iii) Les systèmes $K^*(1420)\pi$, $K^*(890)\rho$, $K^*(890)\omega$, Kf^0, $K\phi$, $K^*(890)\pi$ présentent des bosses dans la région du L. Seul l'épaulement dans la masse $K^*(890)\pi$ ne peut être expliqué par un effet de seuil, son état de spin-parité est 2^-, il en est de même pour le système $K^*(1420)\pi$.

LEGENDE DES FIGURES DE LA 2ème PARTIE

-:-:-:-:-:-

Figure 5 - Pour chacune des réactions (1), (2) et (3) à 14.3 GeV/c :

a,d,g) diagramme de Chew-Low

b,e,h) diagramme : M(Kππ) en fonction de M(Nππ)

c,f,i) spectre de masse Kππ avec en pointillé les événements correspondant au Δ^{++} (réaction(1)) et au Δ^{+} (réactions (2) et (3)). La zone hachurée représente la contribution du $K^{*}(1420)$.

Figure 6 - a) Spectre de masse $p\pi^{+}$ à 14.3 GeV/c

b) Spectre de masse $p\pi^{\circ}$ à 14.3 GeV/c

Figure 7 - Pour chacune des réactions (1), (2) et (3) à 3.9 GeV/c :

a,c,e) diagramme de Chew-Low (1 point correspondant à 2 évènements)

b,d,f) spectre de masse Kππ avec en pointillé les événements correspondant au Δ^{++} (réaction (1)) et au Δ^{+} (réactions (2) et (3)).

Figure 8 - a) spectre de masse $p\pi^{+}$ à 3.9 GeV/c

b) spectre de masse $p\pi^{\circ}$ à 3.9 GeV/c

Les spectres en pointillé correspondent aux événements sélectionnés par la coupure H.

Figure 9 - Diagrammes d'échange représentant les processus dominants dans chaque quadrant du L.P.S., pour les réactions (1), (2) et (3).

Figure 10 - Densités expérimentales du L.P.S. à 3.9 et à 14.3 GeV/c pour les réactions (1), (2) et (3). Les sections efficaces inférieures à 5μb (réaction (1) et (2)) et à 2.5 μb (réaction (3)) n'ont pas été représentées.

Figure 11 - Spectres de masse $K^-\pi^+$ et $p\pi^+$ à 3.9 et 14.3 GeV/c. Les pointillés correspondent au quadrant III du L.P.S. et les traîts pleins au quadrant I.

Avec :

a,b) spectre de masse $p\pi^+$

c,d) spectre de masse $K^-\pi^+$

Figure 12 - Spectres de masse $K\pi\pi$ dans la réaction (4) à 14.3 GeV/c :

a) spectre de masse $K^-\pi^-\pi^\circ$

b) spectre de masse $K^-\pi^+\pi^\circ$ (Δ^{++} enlevé)

c) spectre de masse $K^-\pi^+\pi^-$ (Δ^{++} enlevé)

Figure 13 - Spectres de masse $(K\pi\pi)^-$ pour les réactions (1) et (2) à 14.3 GeV/c avec Δ^{++} (ou Δ^+) enlevé. La zone hachurée correspond au mode $K\rho$.

Figure 14 - Spectres de masse $(K\pi\pi)^-$ pour les réactions (1) et (2) à 14.3 GeV/c après coupures H et pour $|t_{pp}| < .6\,GeV^2$.

Figure 15 - Pour chacune des réactions (1), (2) et (3) à 14.3 GeV/c :

a,d,g) Diagramme : $M(K\pi\pi)$ en fonction de $M(K^-\pi^+)$ (a), $M(\overline{K^0}\pi^-)$ (d et g)

b,e,h) Spectres de masse $K\pi\pi$ pour les événements tels que $.84 < M(K\pi) < .94$ GeV.

Dans la réaction (2), le K^{*0} et le K^{*-} ont été sélectionnés.

c,f,i) Spectres de masse $K\pi\pi$ pour les événements tels que $1.32 < M(K\pi) < 1.52$ GeV.

Dans la réaction (2) les 2 K^* ont été sélectionnés.

Figure 16 - a) Spectre de masse $\pi^-\pi^0$ à 14.3 GeV/c (Δ^+ enlevé)

b) Spectre de masse $\pi^+\pi^-$ à 14.3 GeV/c avec $K^*(890)$ ($.84 < M(K^-\pi^+) < .96$ GeV) et Δ^{++} enlevé.

c) Spectre de masse f^0k^- avec les mêmes coupures qu'en b) et $1.15 < M(\pi^+\pi^-) < 1.35$ GeV.

Figure 17 - Pour la réaction $K^-p \to K\,p\pi^+\pi^-\pi^0$ à 14.3 GeV/c

a) Spectre de masse $\overline{K^0}\pi^+\pi^-\pi^0$ pour les événements tels que $.74 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < .84$ GeV et Δ^{++} enlevé.

b) Spectre de masse $\pi^+\pi^-\pi^0$ avec Δ^{++} enlevé.

Figure 18 - a) Pour la réaction $K^- p \to \overline{K^0}\pi^+\pi^-\pi^- p\ \pi^\circ$, spectre de masse $\overline{K^0}\pi^+\pi^-\pi^\circ$ avec $.74 < M(\pi^+\pi^-\pi^\circ) < .84$ GeV, $.84 < M(\overline{K^0}\pi^-) < .94$ GeV, et Δ^{++} exclu.

b) Pour la réaction précédente et pour la réaction $K^- p \to \overline{K^0}\pi^+\pi^-\pi^- p$ spectres de masse $\overline{K^0}\pi^+\pi^-\pi^-$ avec $.66 < M(\pi^+\pi^-) < .86$ GeV, $.84 < M(\overline{K^0}\pi^-) < .94$ GeV et Δ^{++} enlevé. La zone hachurée correspond à la réaction (7).

c) Pour la réaction $K^- p \to K^- K^+ K^- p$ spectre de masse $K^- K^+ K^-$ avec $1.00 < M(K^- K^+) < 1.04$ GeV.

Figure 19 - Moments $\langle Y_L^\circ \rangle$ des harmoniques sphériques de la distribution angulaire de la normale au plan $K\pi\pi$ à 14.3 GeV/c, dans le repère de G.J. pour $|t_{pp}| < .6 \text{GeV}^2$. Le Δ^{++} et le Δ^+ ont été enlevés, sauf pour les moments en pointillé.

Figure 20 - Moments $\langle Y_L^\circ \rangle$ des harmoniques sphériques de la distribution angulaire de la normale au plan $K\pi\pi$ à 3.9 GeV/c, dans le repère de G.J. après coupure H et pour les événements tels que $|t_{pp}| < .6\ \text{GeV}^2$.

Figure 21 - Moments $\langle \text{Re } Y_1' \rangle$ et $\langle \text{Re } Y_3' \rangle$ du K incident à 14.3 GeV/c, par rapport à un repère lié au système $K\pi\pi$, avec Δ^{++} enlevé et pour les événements tels que $|t_{pp}| < .6\ \text{GeV}^2$.

Figure 23 - a) Test de Berman-Jacob à 14.3 GeV/c pour le système $K^*(890)^0\pi^-$. Les moments $\langle W_1 \rangle$ et $\langle W_2 \rangle$ sont calculés pour les 4 intervalles de masse indiqués sur la fig. 23b.

b) Elément de matrice ρ'_{oo} du $K^*(890)^0$ dans un repère avec Oz' le long du π^-.

c) Extension de Berman-Jacob dans la région du L. Les coupures suivantes ont été effectuées : Δ^{++} enlevé, $|t_{pp}| < .6$ GeV^2 et $.84 < M(K^-\pi^+) < .94$ GeV.

Figure 24 - a) Test de Berman-Jacob à 3.9 GeV/c pour le système $K^*(890)^0\pi^-$. Les moments $\langle W_1 \rangle$ et $\langle W_2 \rangle$ sont calculés pour les 3 intervalles de masse indiqués sur la fig. 24b.

b) Elément de matrice ρ'_{oo} du $K^*(890)^0$ dans un repère avec Oz' le long du π^-.
Les événements retenus sont, après coupure H, tels que :

$$|t_{pp}| < .6 \text{ GeV}^2 \quad \text{et} \quad .84 < M(K^-\pi^+) < .94 \text{ GeV}^2$$

Figure 25 - Distribution angulaire du $K^*(890)$ dans le repère de G.J. avec Δ^{++} enlevé et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2.

Figure 26 - a) Test de Berman-Jacob à 14.3 GeV/c pour le système $K^*(890)^\circ\pi^-$ dans la réaction (4). Les moments $\langle W_1 \rangle$ et $\langle W_2 \rangle$ sont calculés pour les 4 intervalles de masse indiqués sur la figure 26b.

b) Elément de matrice ρ'_{oo} du $K^*(890)^\circ$ dans un repère avec Oz' le long du π^-.
Les coupures suivantes ont été effectuées : Δ^{++} enlevé, $|t_{K^- \to K^-\pi^+\pi^-}| < .6$ GeV^2 et $.84 < M(K^-\pi^+) < .94$ GeV .

Figure 27 - Spectre de masse $K^-\pi^+$ dans la région du L à 14.3 GeV/c ($1.5 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 2.0$ GeV), la distribution en pointillé correspond à $1.65 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.85$ GeV. Les coupures suivantes ont été effectuée : Δ^{++} enlevé et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2.

Figure 28 - Pour les événements à 14.3 GeV/c, tels que : $M(K^-\pi^+\pi^-) < 2.0$ GeV, $|t_{pp}| < .6$ GeV^2 et Δ^{++} enlevé.

b,c) Distribution angulaire du $K^*(1420)$ ($1.37 < M(K^-\pi^+) < 1.47$ GeV) dans le repère de G.J. La distribution en pointillé correspond à $1.27 < M(K^-\pi^+) < 1.37$ GeV ; pour ces événements, l'échelle des ordonnées doit être multipliée par 2.

Figure 28 - a) Extension du test de Berman-Jacob au système $K^{*}(1420)^{\circ}\pi^{-}$.

Figure 29 - Spectres de masse $(K^{-}\pi^{+})$, $(p\pi^{+})$, $(\pi^{+}\pi^{-})$ et $(p\pi^{-})$ à 14.3 GeV/c après les coupures suivantes : $|t_{pp}| < .5$ GeV^2, $|t_{K^{-}\rightarrow K^{-}\pi^{+}}| < .5$ GeV^2 et $M(K^{-}\pi^{+}\pi^{-}) < 2.5$ GeV.

Figure 30 - Diagrammes de Dalitz à 14.3 GeV/c pour les réactions (1) et (2). La masse $K\pi\pi$ est limitée à 1.5 GeV, la coupure $|t_{pp}| < .6$ GeV^2 a été appliquée et le Δ enlevé. Les deux limites correspondent à $M(K\pi\pi) = 1.1$ GeV et $M(K\pi\pi) = 1.5$ GeV.

Figure 31 - Projections de masse $M(K^{-}\pi^{+})$, $M(K^{-}\pi^{-})$ et $M(\pi^{+}\pi^{-})$ à 14.3 GeV/c pour 3 intervalles de masse $M(K\pi\pi)$ avec Δ^{++} enlevé et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2. Les courbes proviennent de l'ajustement qui correspond à la table 4a.

Figure 32 - Projections de masse $M(\overline{K^{\circ}}\pi^{-})$, $M(\overline{K^{\circ}}\pi^{\circ})$ et $M(\pi^{-}\pi^{\circ})$ à 14.3 GeV/c pour 3 intervalles de masse $M(K\pi\pi)$ avec Δ enlevé et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2. Les courbes proviennent de l'ajustement qui correspond à la table 4a.

Figure 33 - Variation du rapport de branchement $R_{\circ}$ en fonction de la masse $M(K\pi\pi)$ en traits pleins à 14.3 GeV/c, et, en pointillé à 3.9 GeV/c.

Figure 34 - Projections de masse $M(K^{-}\pi^{+})$, $M(K^{-}\pi^{-})$ et $M(\pi^{+}\pi^{-})$ à 3.9 GeV/c pour 3 intervalles de masse $M(K\pi\pi)$. Les courbes proviennent de l'ajustement ii) de la table 6.

Figure 35 - Projections de masse $M(\overline{K^0}\pi^-)$, $M(\overline{K^0}\pi^0)$ et $M(\pi^-\pi^0)$ à 3.9 GeV/c pour 3 intervalles de masse $M(K\pi\pi)$. Les courbes proviennent de l'ajustement analogue pour le système $\overline{K^0}\pi^-\pi^0$ à l'ajustement ii) de la table 6.

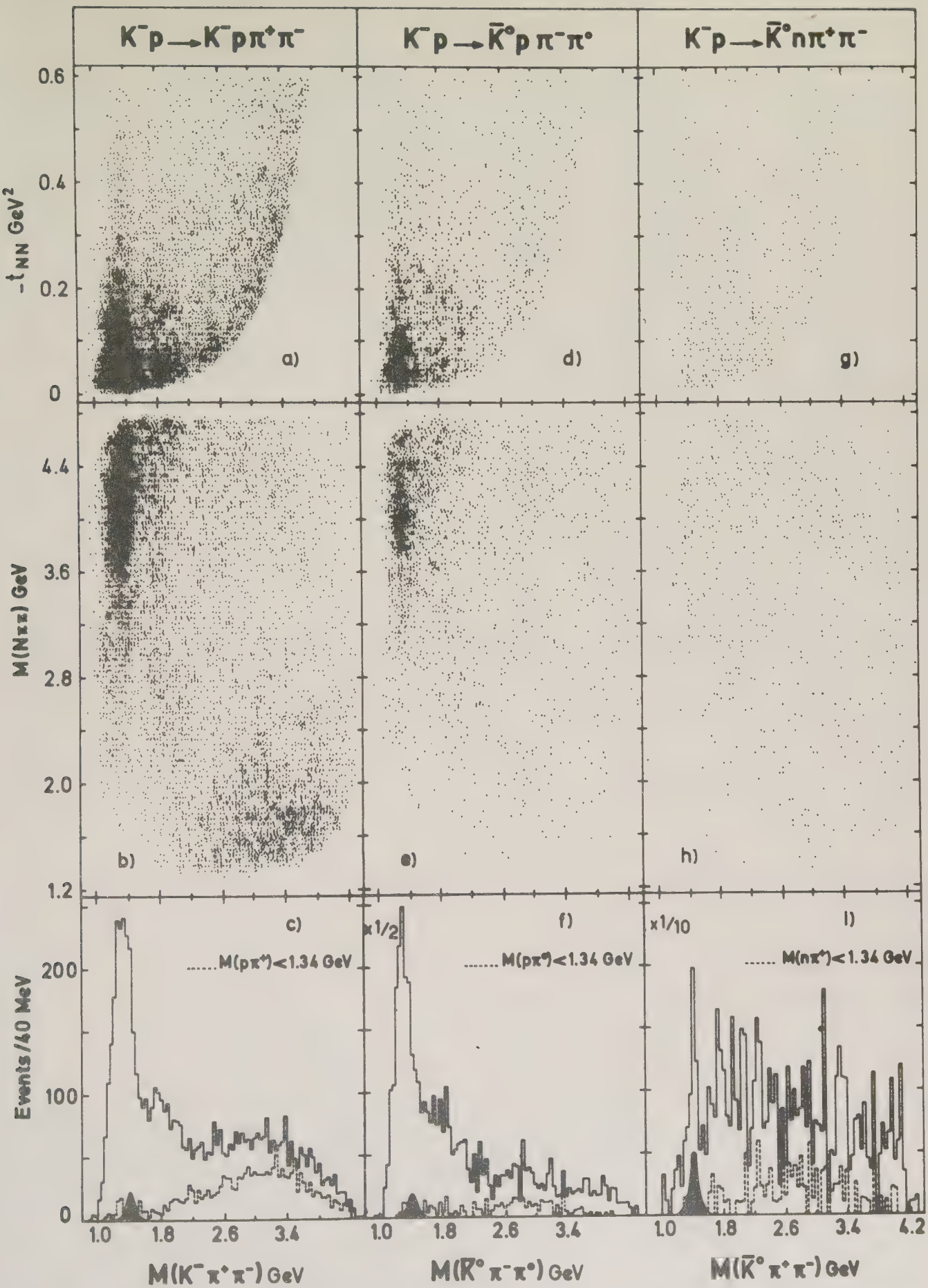
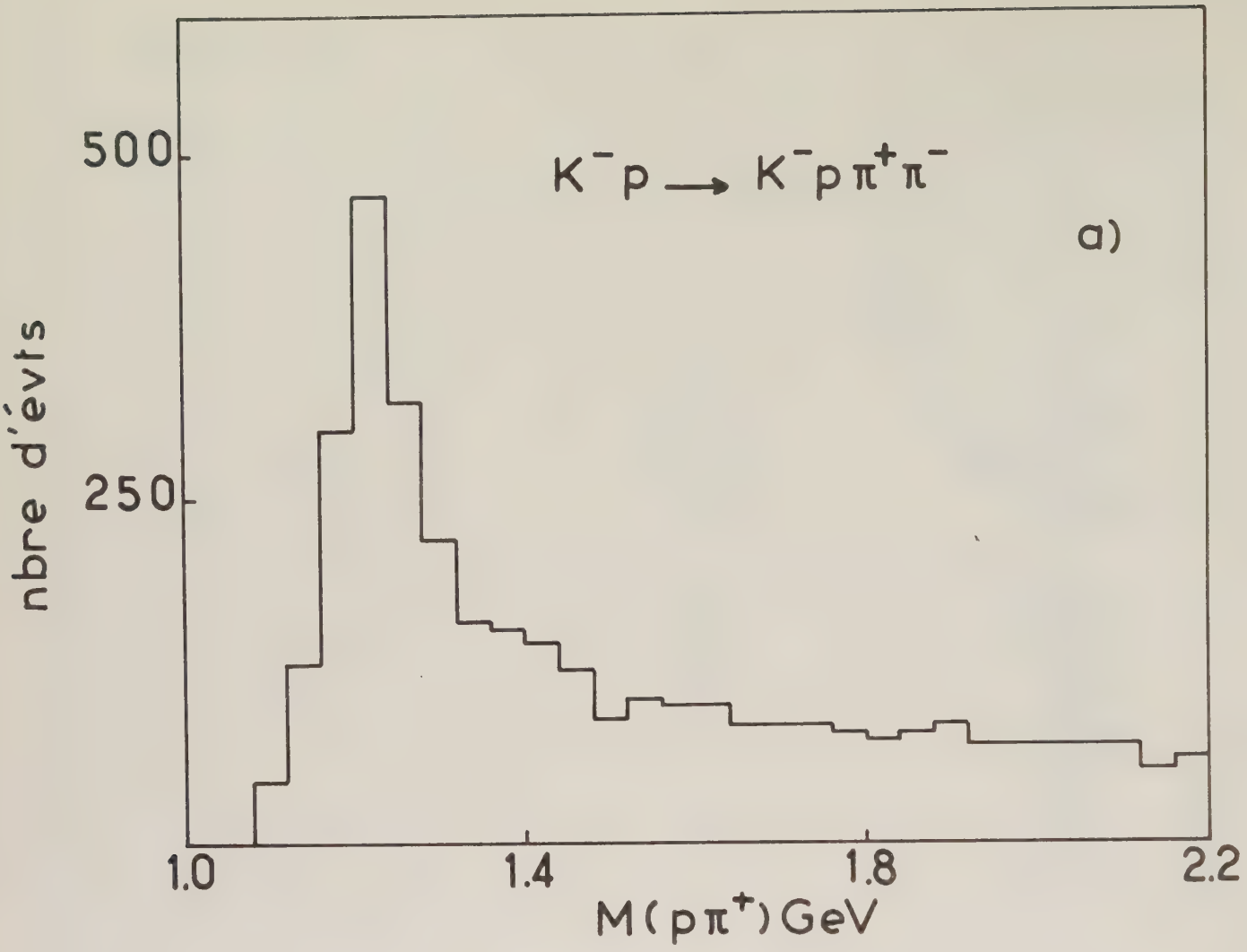

K⁻p → K⁻pπ⁺π⁻
K⁻p → K̄°pπ⁻π°
K⁻p → K̄°nπ⁺π⁻
-t NN GeV²
M(Nππ) GeV
Events/40 MeV
a)
b)
c)
d)
e)
f)
g)
h)
i)
x1/2
x1/10
.....M(pπ⁺)<1.34 GeV
.....M(pπ⁺)<1.34 GeV
.....M(nπ⁺)<1.34 GeV
M(K⁻π⁺π⁻) GeV
M(K̄°π⁻π°) GeV
M(K̄°π⁺π⁻) GeV

Fig. 5


500
250
nbre d'évts
$K^- p \longrightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$
a)
1.0
1.4
1.8
2.2
$M(p\pi^+)$ GeV

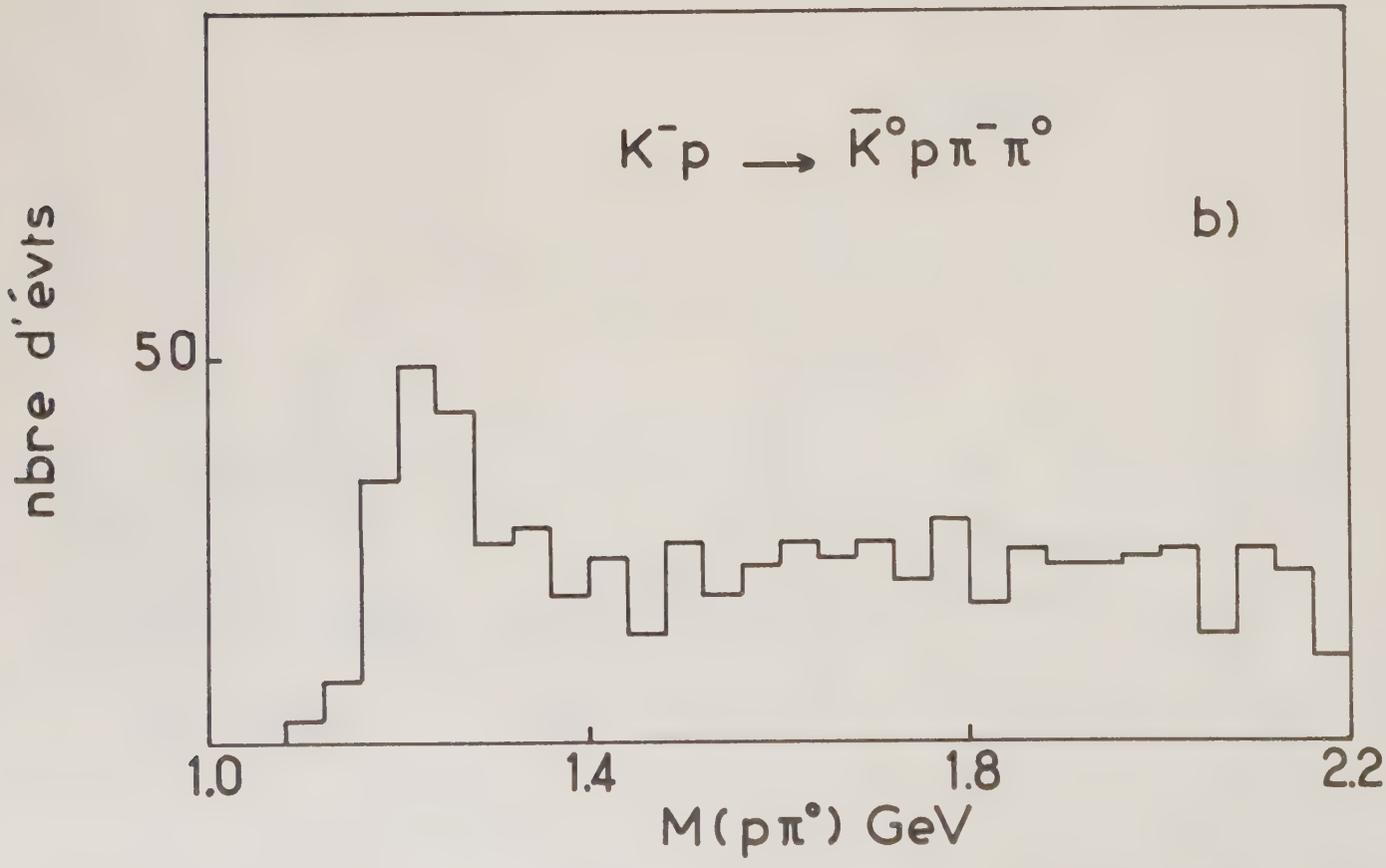

50
nbre d'évts
$K^- p \longrightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$
b)
1.0
1.4
1.8
2.2
$M(p\pi^0)$ GeV

Fig.6

-t_NN
nbre d'évts
1
0.5
0
a)
b)
c)
d)
e)
f)
250
150
50
75
50
25
1.05
1.25
1.45
1.65
1.85
M(Kπ⁺π⁻)GeV
M(Kπ⁺π⁻)GeV
M(Kπ⁺π⁻)GeV

Fig.7

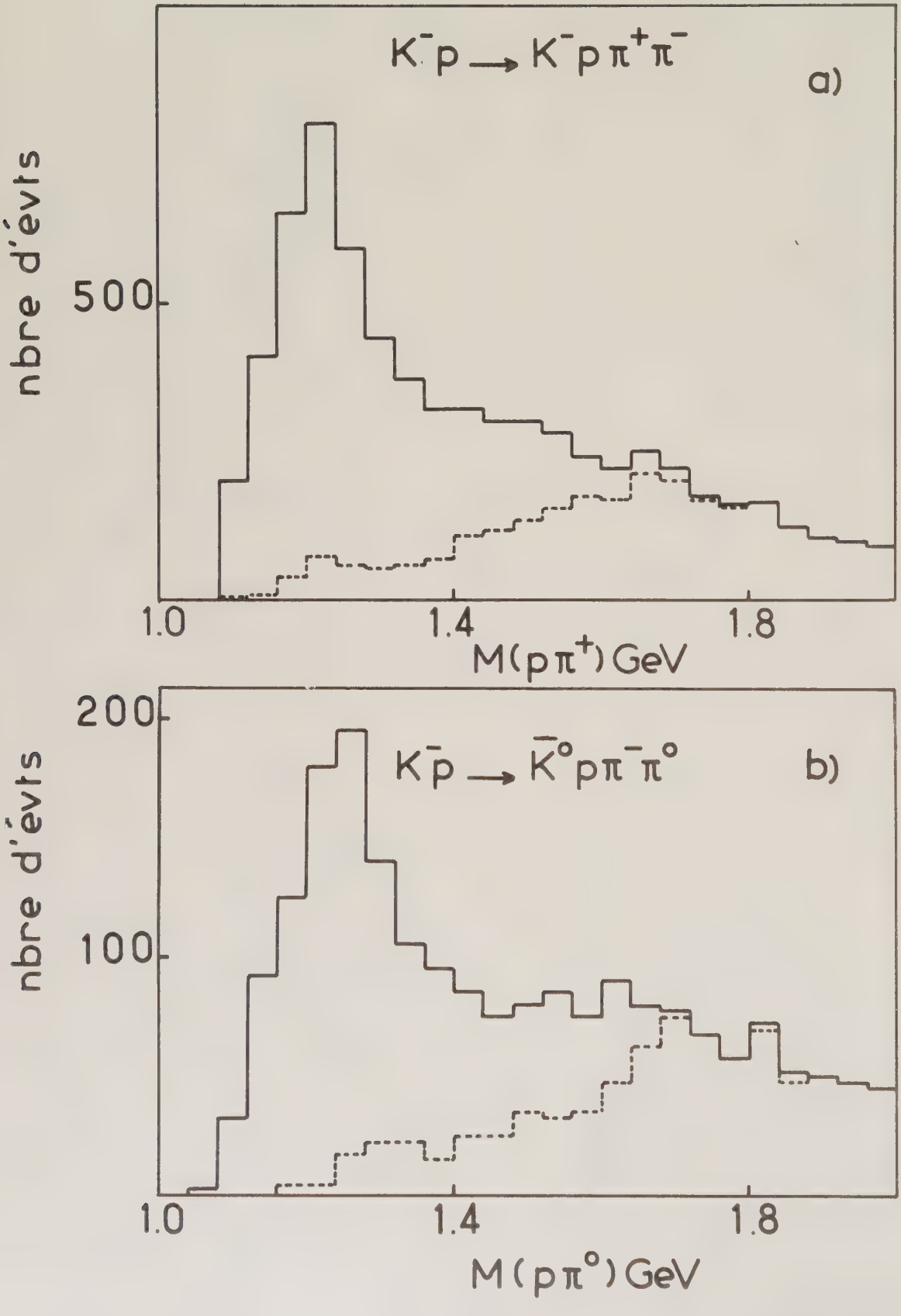

$K^- p \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$
a)
nbre d'évts
500
1.0
1.4
1.8
$M(p\pi^+)$ GeV
200
100
$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$
b)
nbre d'évts
1.0
1.4
1.8
$M(p\pi^0)$ GeV

Fig.8

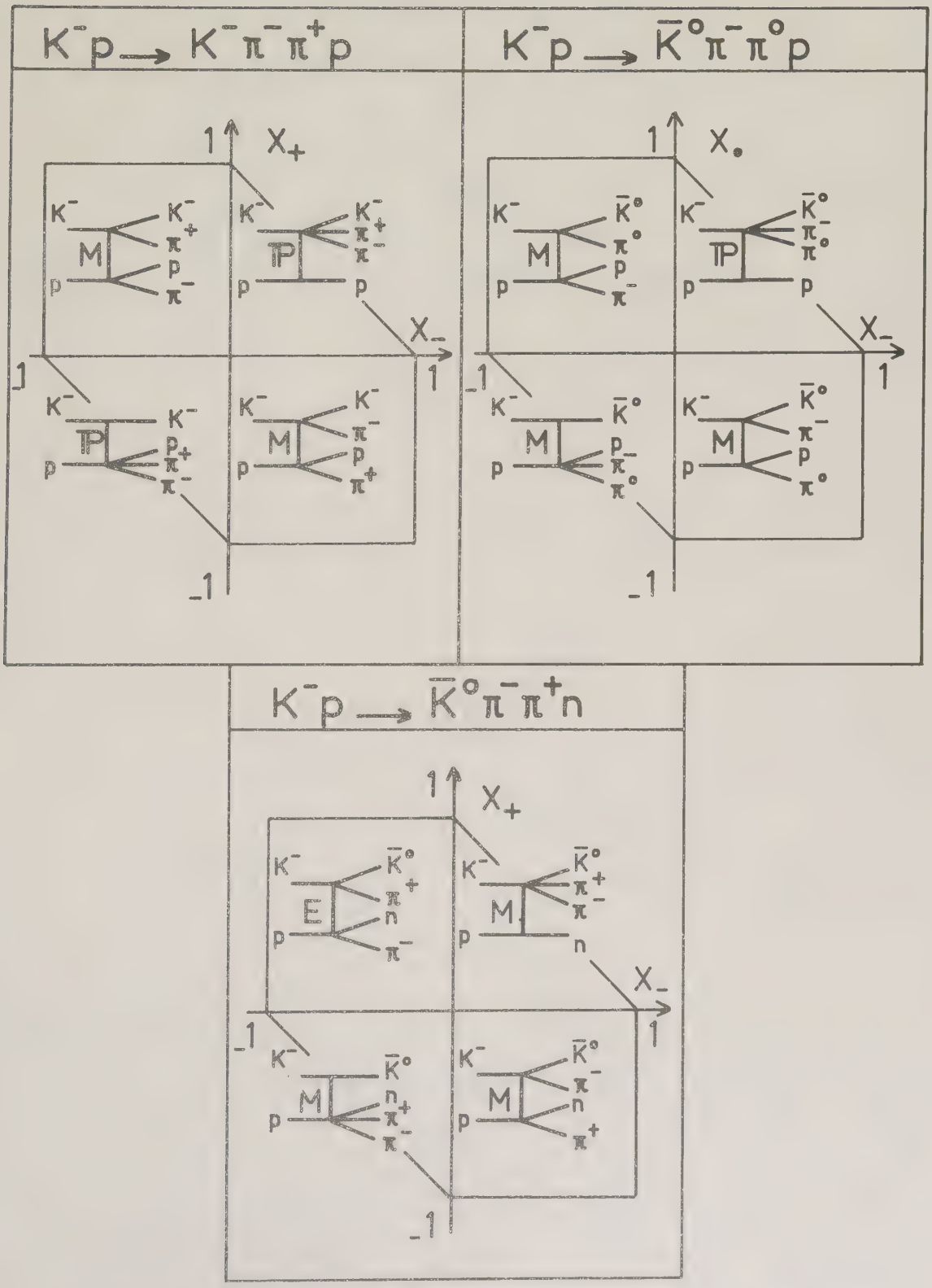


Fig.9

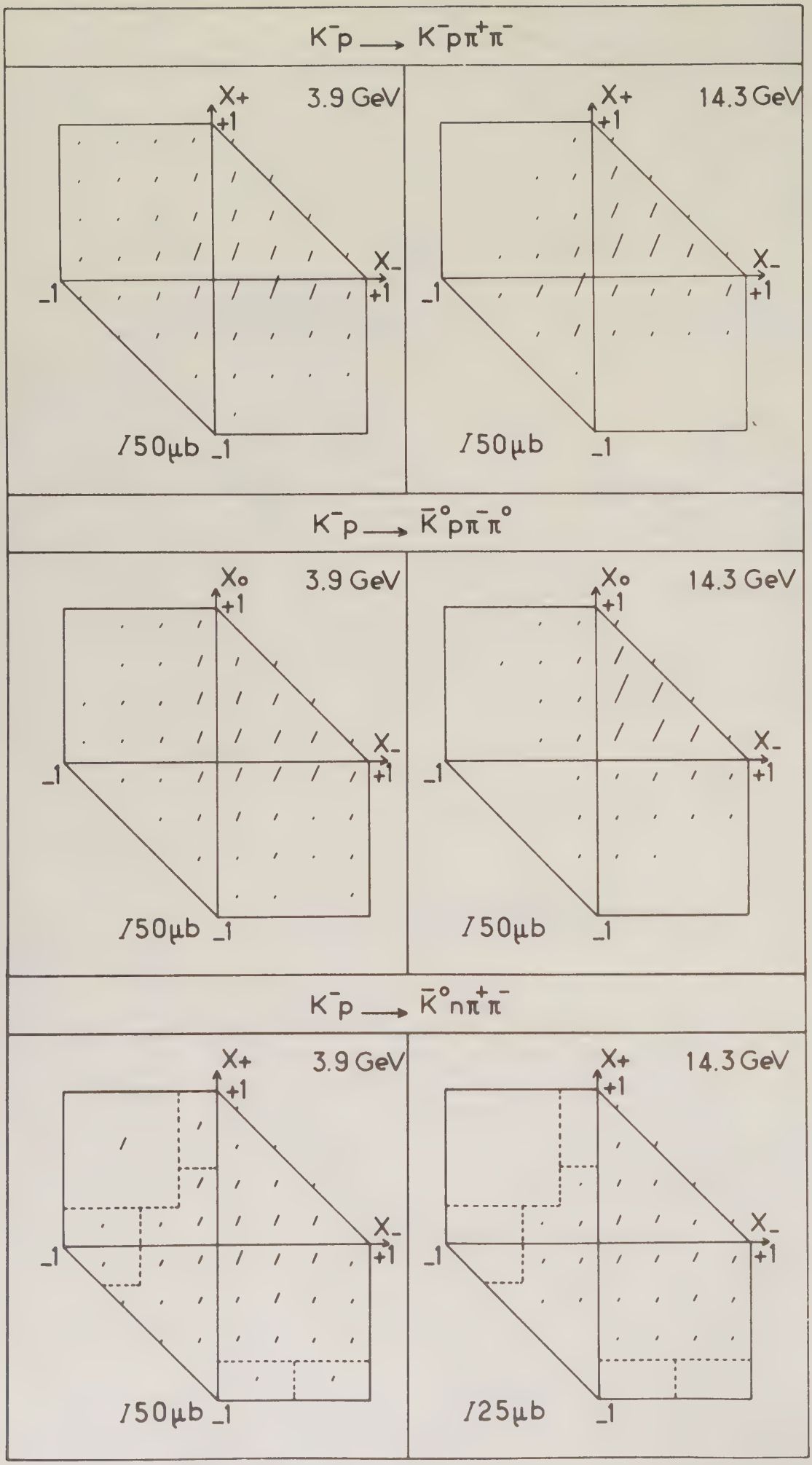

$K^-p \longrightarrow K^-p\pi^+\pi^-$
X+
+1
3.9 GeV
X-
-1
+1
/50μb
-1
X+
+1
14.3 GeV
X-
-1
+1
/50μb
-1
$K^-p \longrightarrow \bar{K}^0p\pi^-\pi^0$
Xo
+1
3.9 GeV
X-
-1
+1
/50μb
-1
Xo
+1
14.3 GeV
X-
-1
+1
/50μb
-1
$K^-p \longrightarrow \bar{K}^0n\pi^+\pi^-$
X+
+1
3.9 GeV
X-
-1
+1
/50μb
-1
X+
+1
14.3 GeV
X-
-1
+1
/25μb
-1

Fig.10

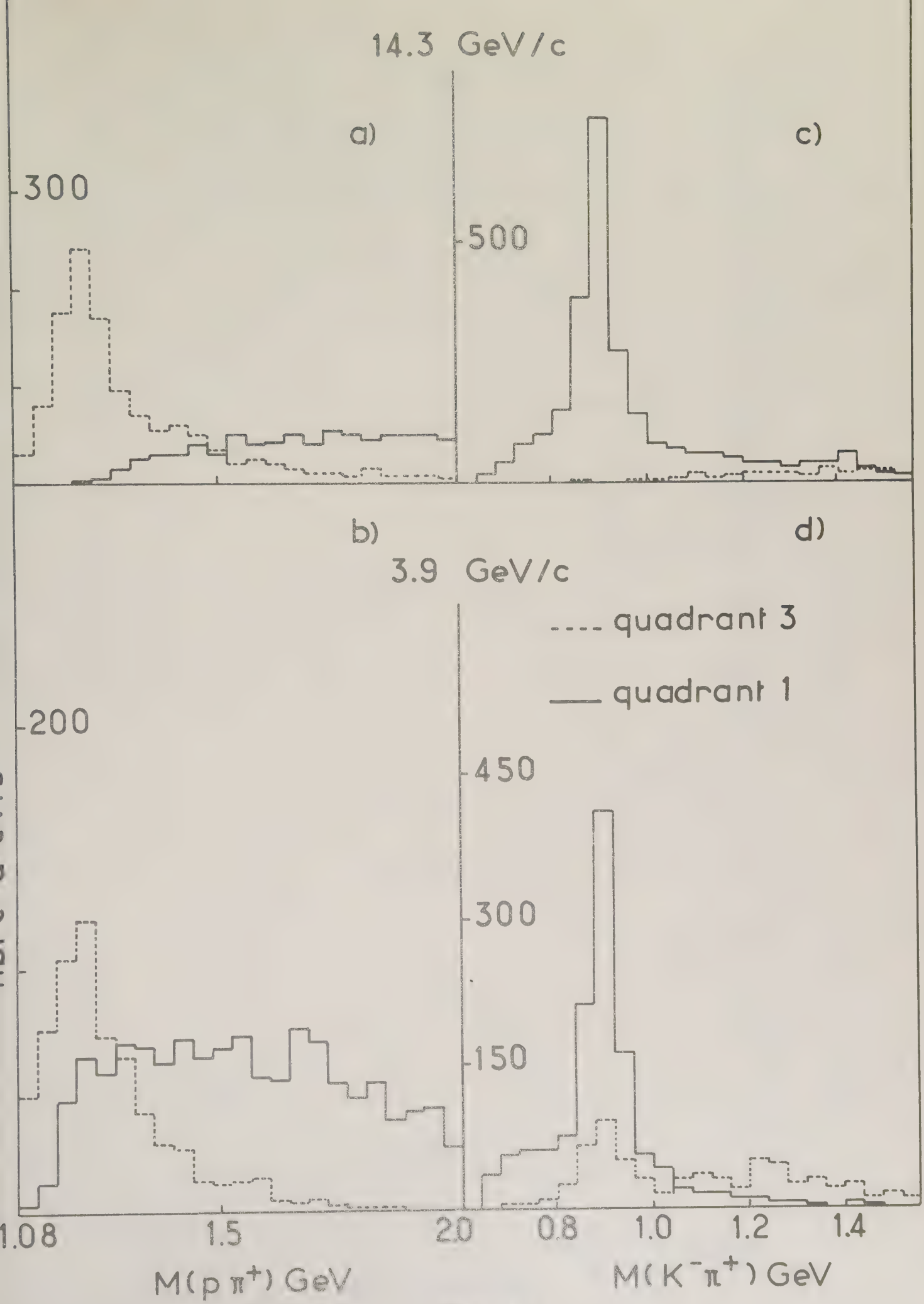

14.3 GeV/c
a)
c)
300
500
b)
d)
3.9 GeV/c
---- quadrant 3
—— quadrant 1
200
450
300
150
1.08
1.5
2.0
0.8
1.0
1.2
1.4
M(p π+) GeV
M(K⁻π+) GeV

Fig. 11

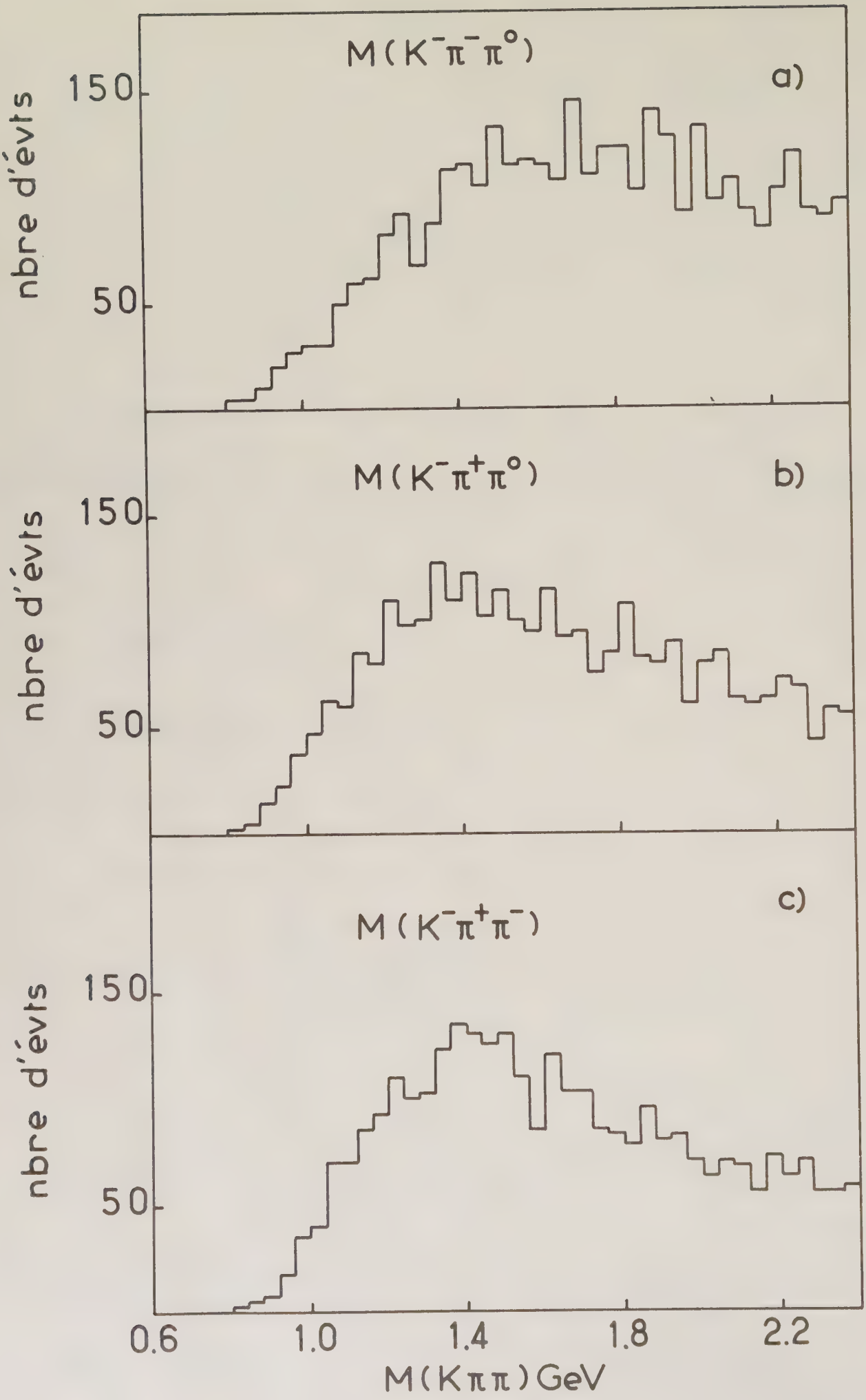

M(K⁻π⁻π°)
a)
150
50
nbre d'évts
M(K⁻π⁺π°)
b)
150
50
nbre d'évts
M(K⁻π⁺π⁻)
c)
150
50
nbre d'évts
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2
M(Kππ) GeV

Fig.12

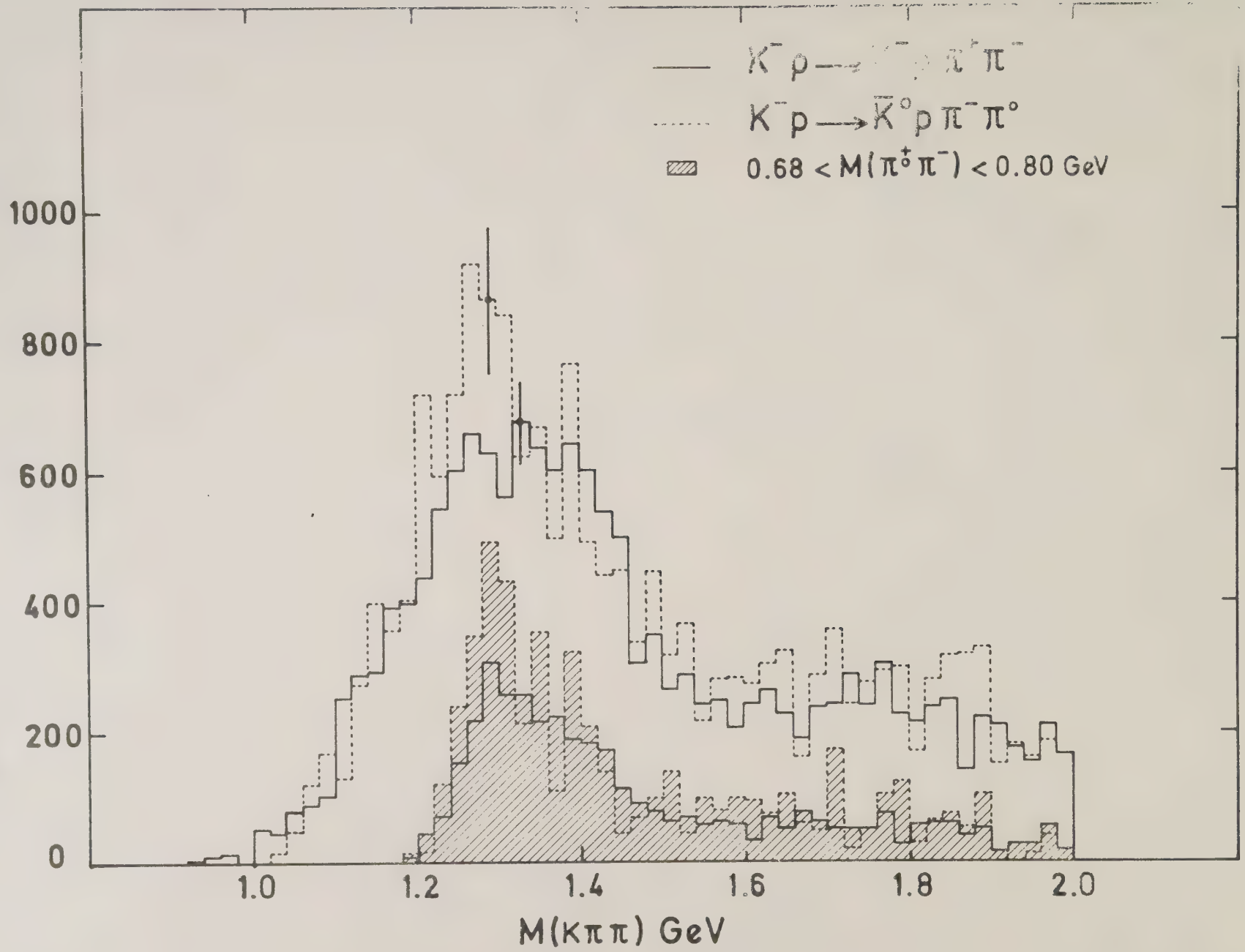

$K^-p \longrightarrow K^-p\pi^+\pi^-$
$K^-p \longrightarrow \bar{K}^0p\pi^-\pi^0$
$0.68 < M(\pi^0\pi^-) < 0.80$ GeV
1000
800
600
400
200
0
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
2.0
$M(K\pi\pi)$ GeV
$d\sigma/dM(\mu b/GeV)$

Fig. 13

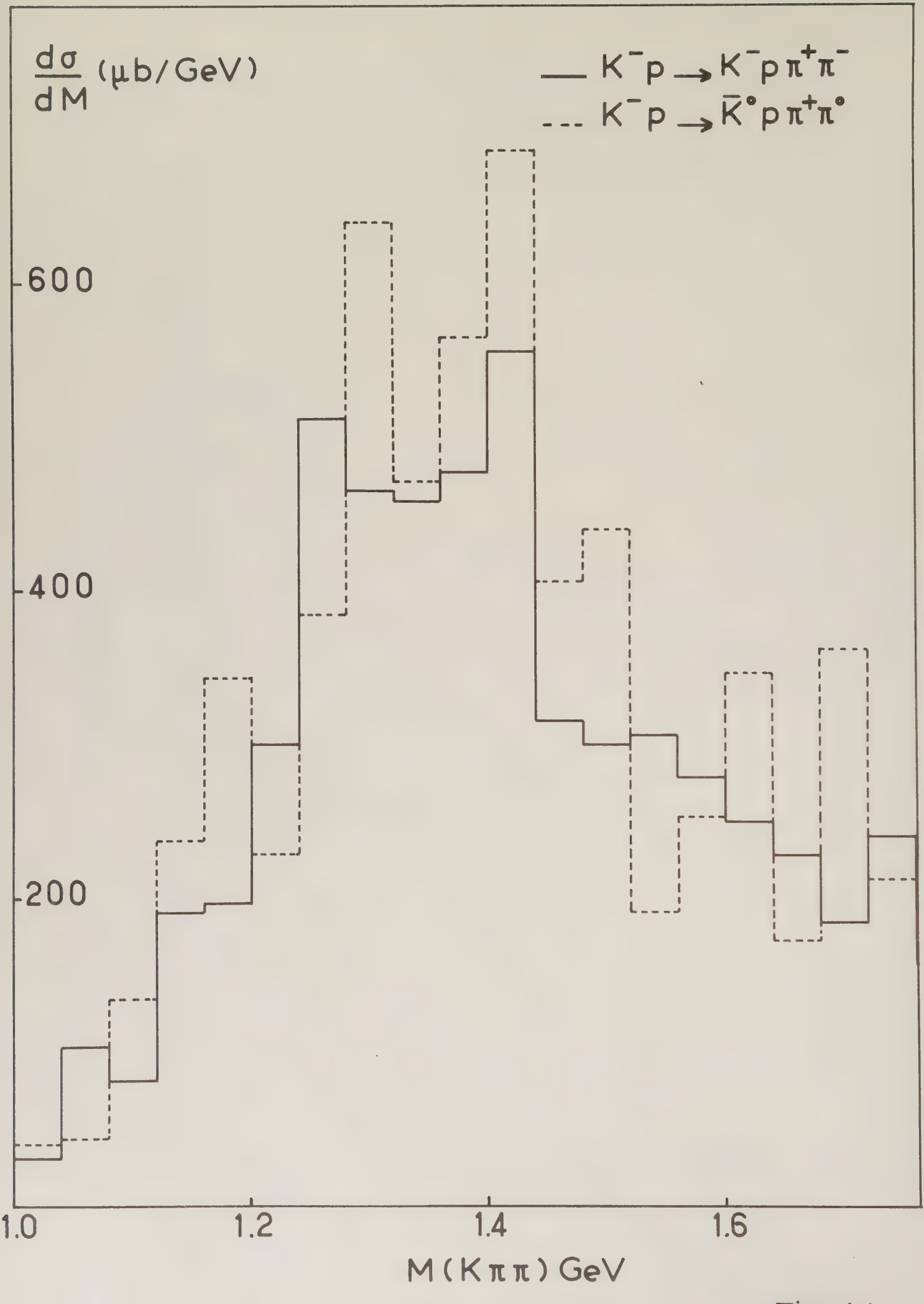


Fig. 14

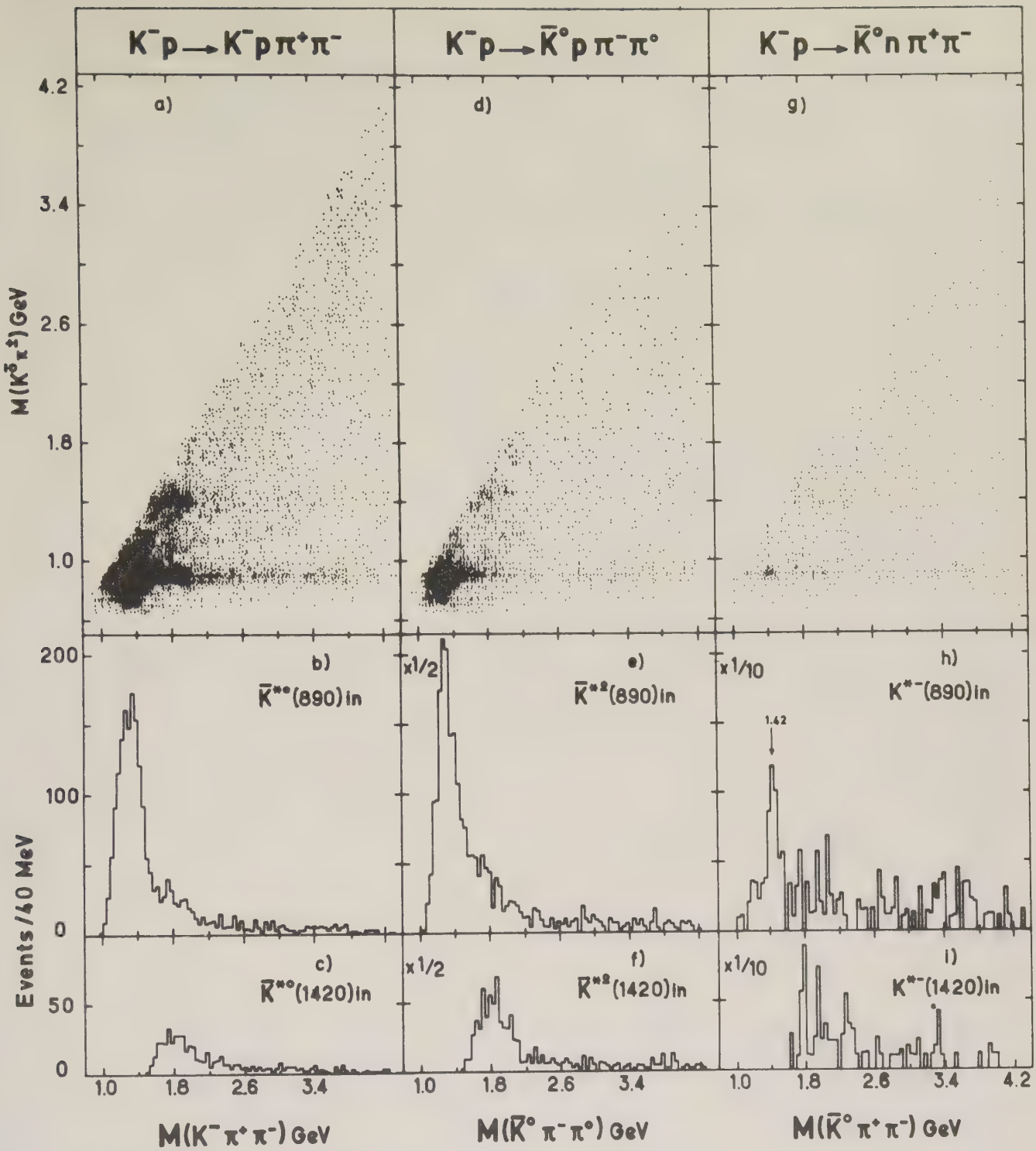

K⁻p → K⁻pπ⁺π⁻
K⁻p → K̄°pπ⁻π°
K⁻p → K̄°nπ⁺π⁻
a)
d)
g)
M(K⁰π±) GeV
4.2
3.4
2.6
1.8
1.0
b)
K̄*°(890) in
e)
K̄*±(890) in
x1/2
h)
K*⁻(890) in
x1/10
1.42
200
100
0
Events/40 MeV
c)
K̄*°(1420) in
f)
K̄*±(1420) in
i)
K*⁻(1420) in
50
0
1.0
1.8
2.6
3.4
4.2
M(K⁻π⁺π⁻) GeV
M(K̄°π⁻π°) GeV
M(K̄°π⁺π⁻) GeV

Fig. 15

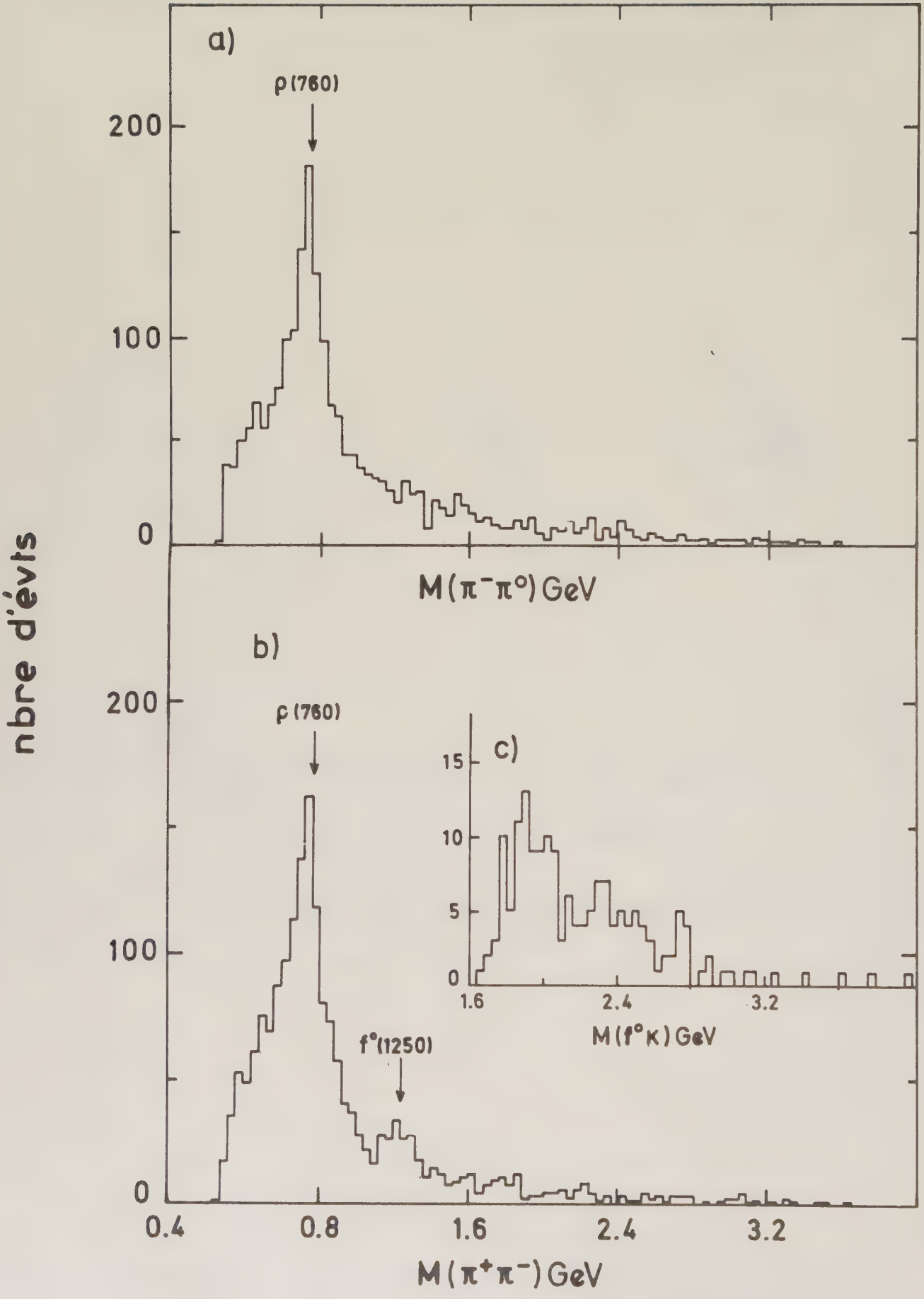

a)
ρ(760)
200
100
0
M(π⁻π°) GeV
b)
ρ(760)
200
100
0
f°(1250)
c)
15
10
5
0
1.6
2.4
3.2
M(f°K) GeV
0.4
0.8
1.6
2.4
3.2
M(π⁺π⁻) GeV
nbre d'évts

Fig. 16

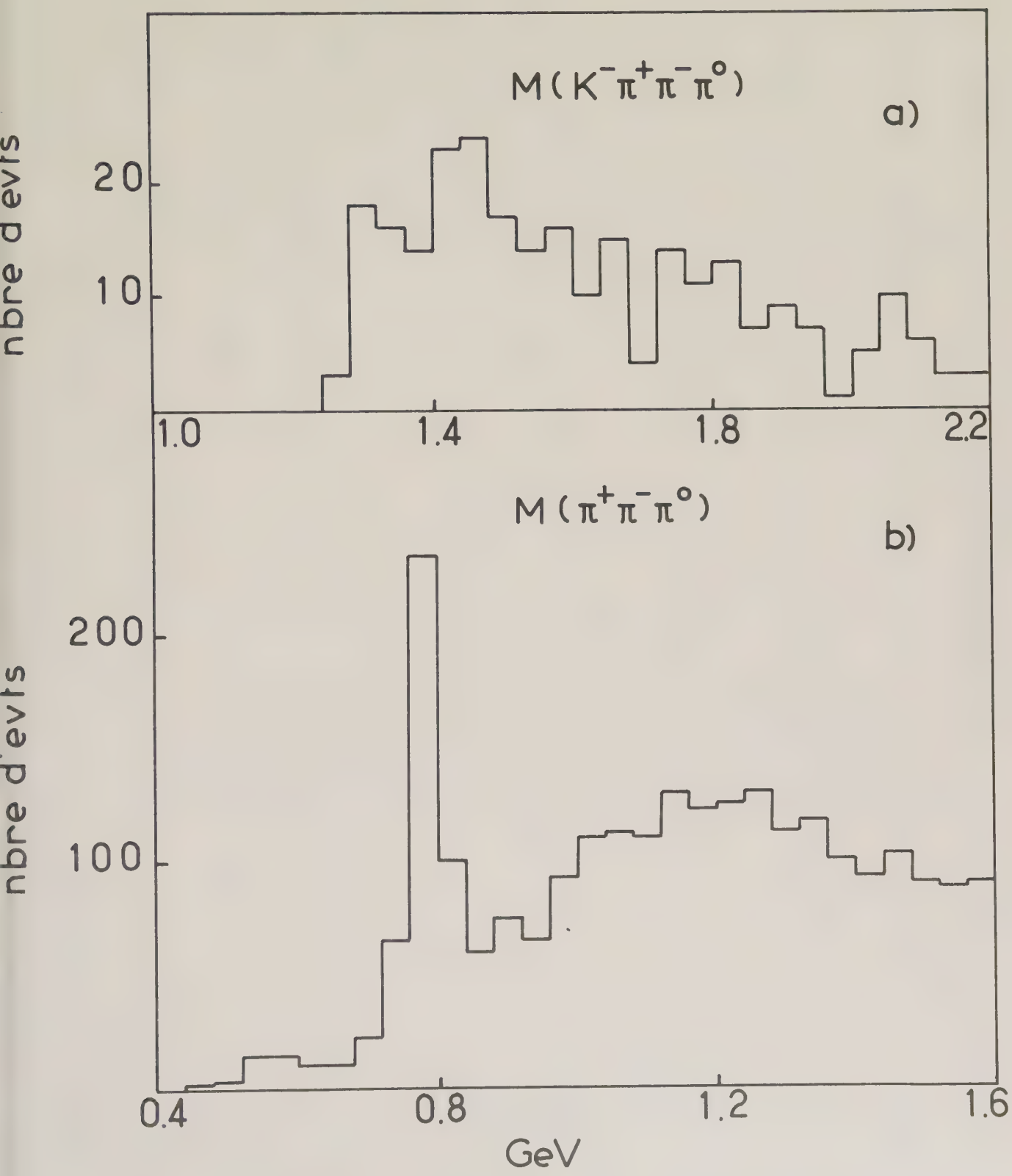

M(K⁻π⁺π⁻π°)
a)
nbre d evts
20
10
1.0
1.4
1.8
2.2
M(π⁺π⁻π°)
b)
nbre d'evts
200
100
0.4
0.8
1.2
1.6
GeV

Fig.17

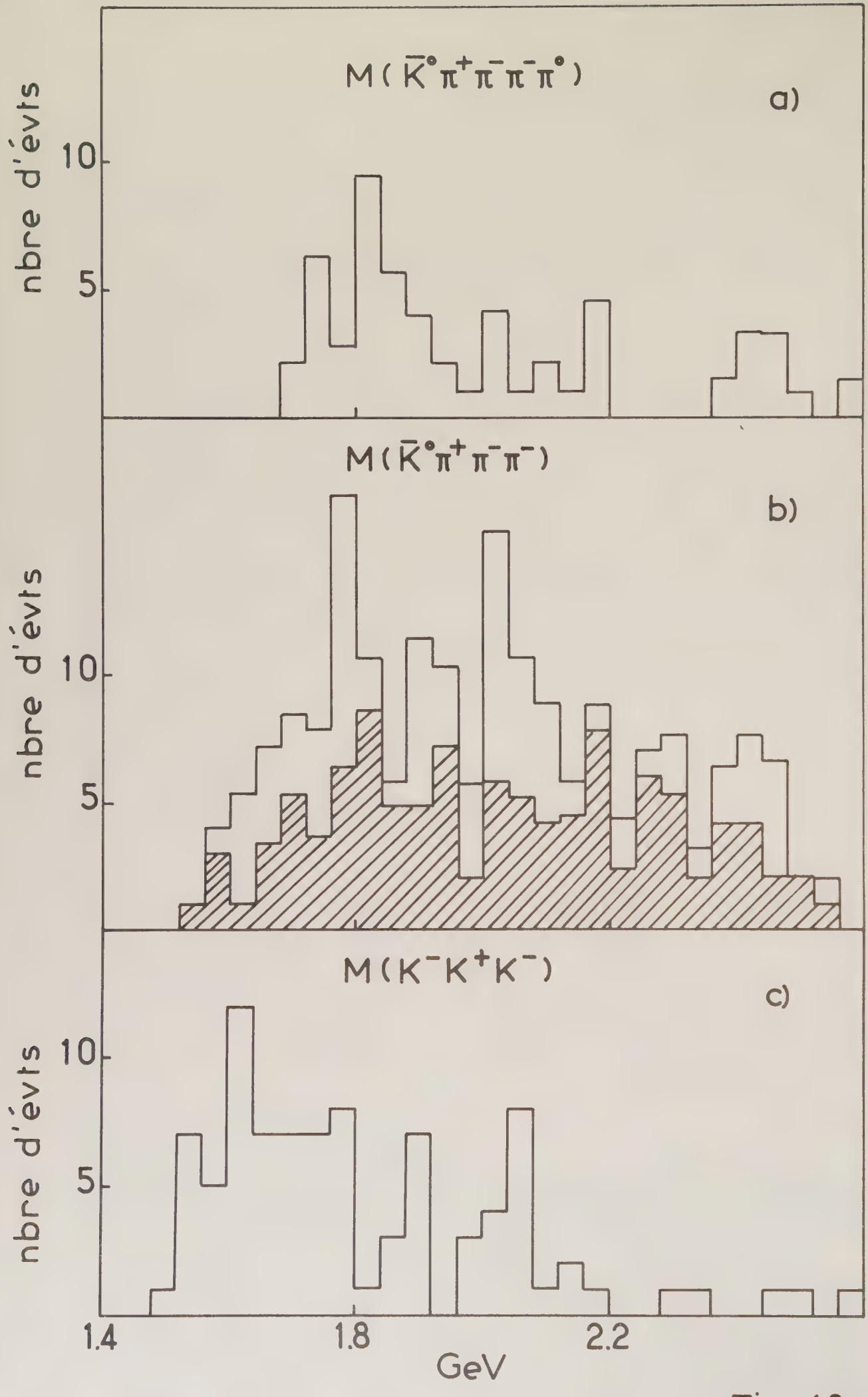

M($\bar{K}^0\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$)
a)
nbre d'évts
10
5
M($\bar{K}^0\pi^+\pi^-\pi^-$)
b)
nbre d'évts
10
5
M($K^-K^+K^-$)
c)
nbre d'évts
10
5
1.4
1.8
2.2
GeV

Fig .18

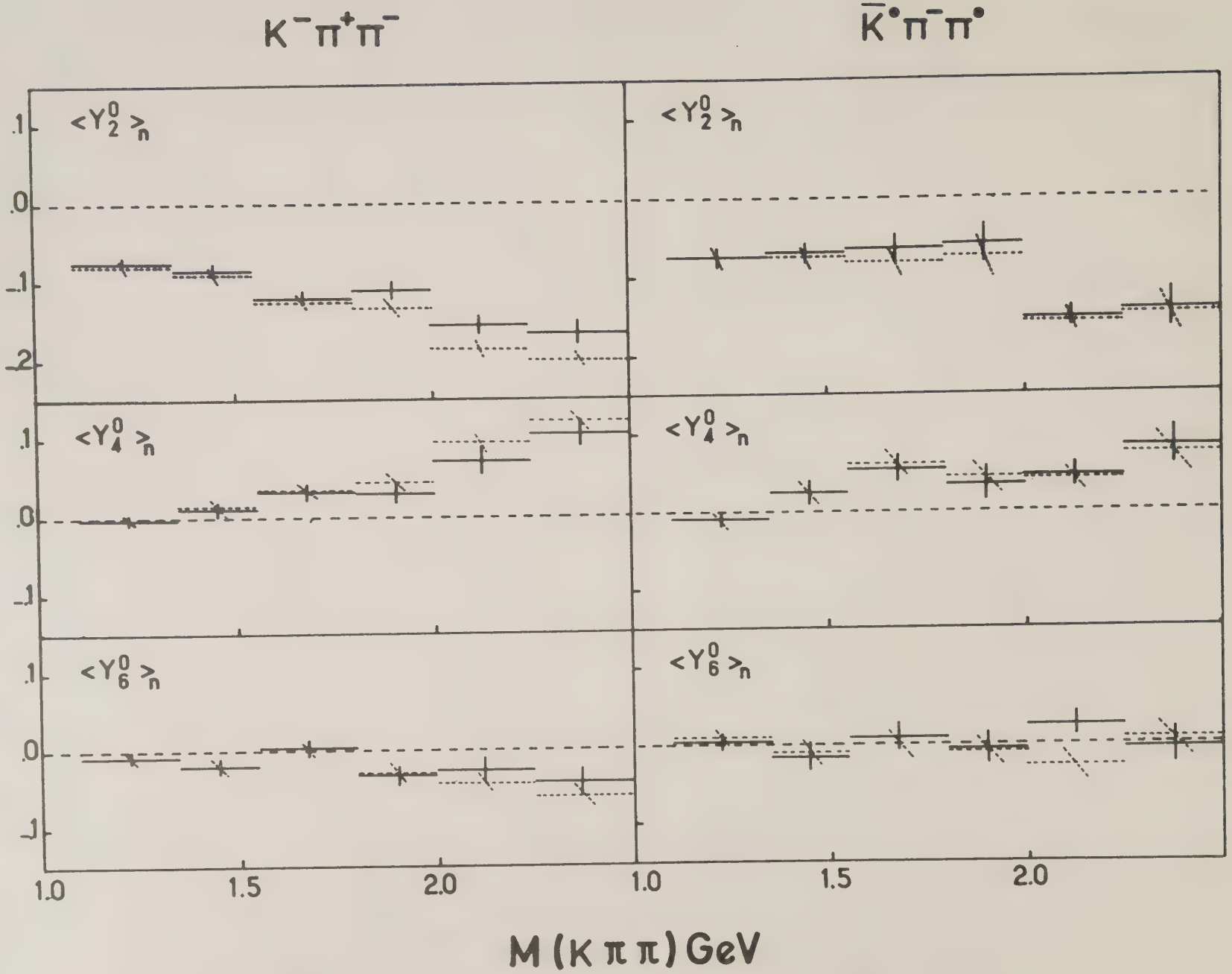

$K^-\pi^+\pi^-$
$\bar{K}^\bullet\pi^-\pi^\bullet$
$\langle Y_2^0 \rangle_n$
$\langle Y_4^0 \rangle_n$
$\langle Y_6^0 \rangle_n$
.1
0
-.1
-.2
1.0
1.5
2.0
M (K π π) GeV

Fig. 19

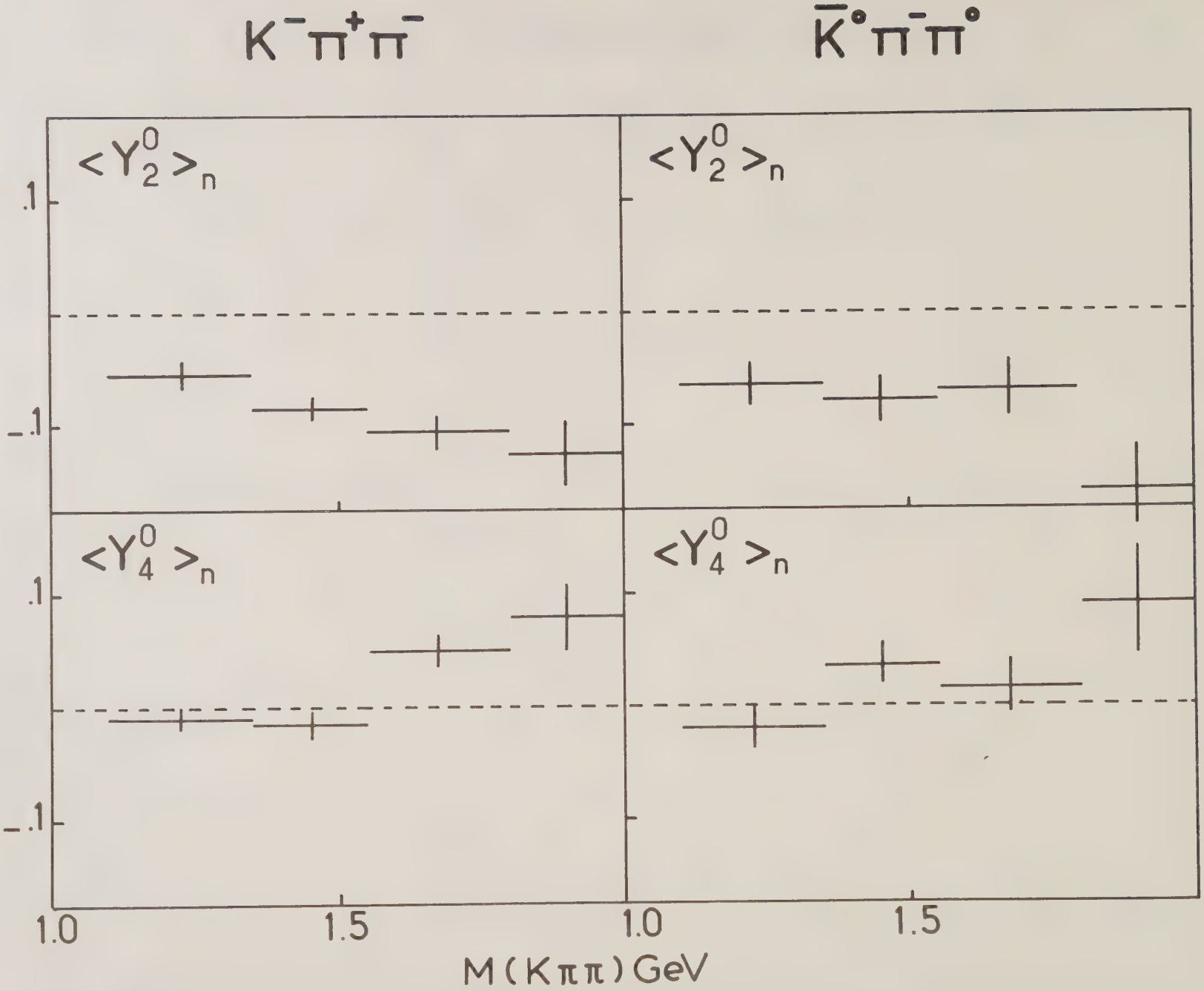

$K^-\pi^+\pi^-$
$\bar{K}^0\pi^-\pi^0$
$\langle Y_2^0 \rangle_n$
$\langle Y_2^0 \rangle_n$
$\langle Y_4^0 \rangle_n$
$\langle Y_4^0 \rangle_n$
.1
-.1
.1
-.1
1.0
1.5
1.0
1.5
M(Kππ) GeV

Fig. 20

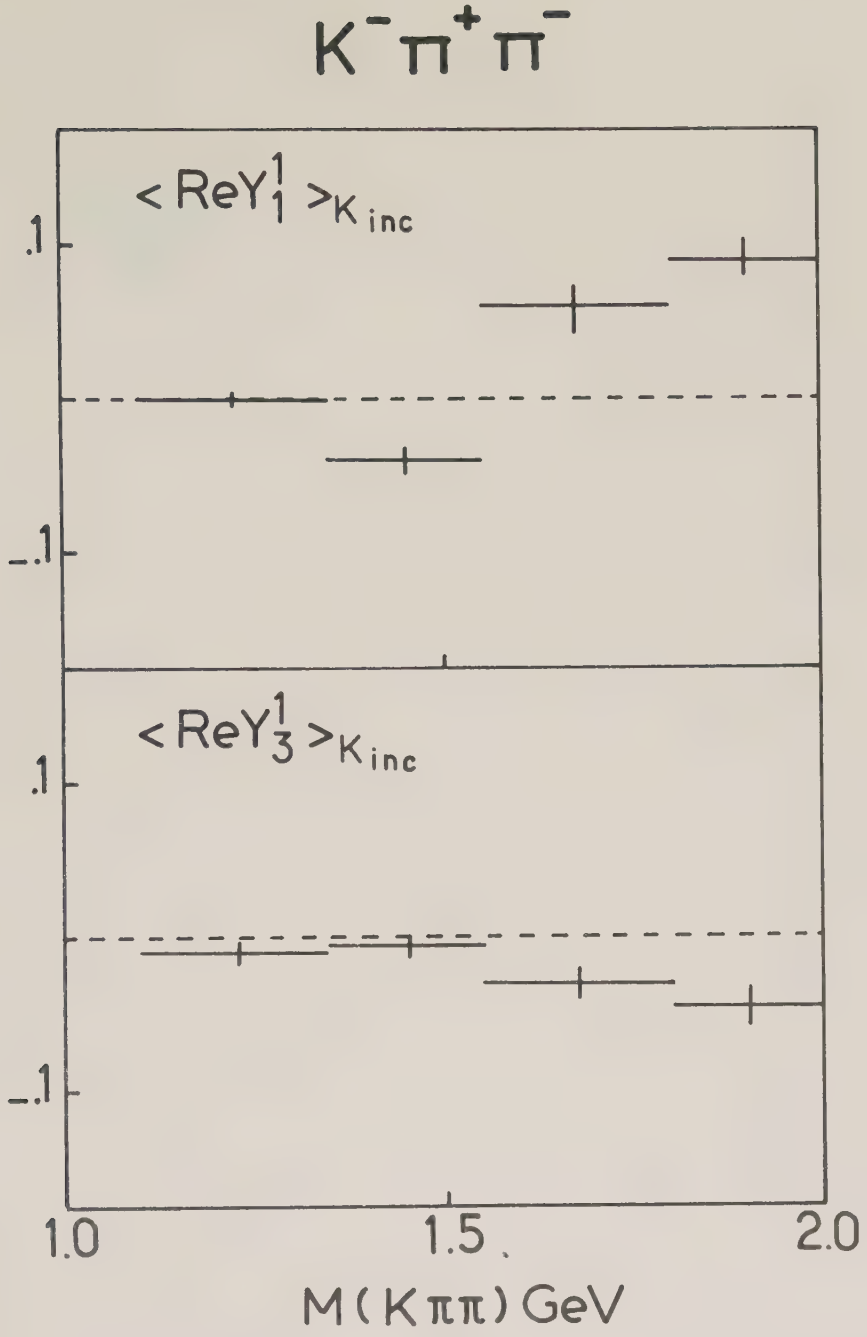


Fig .21

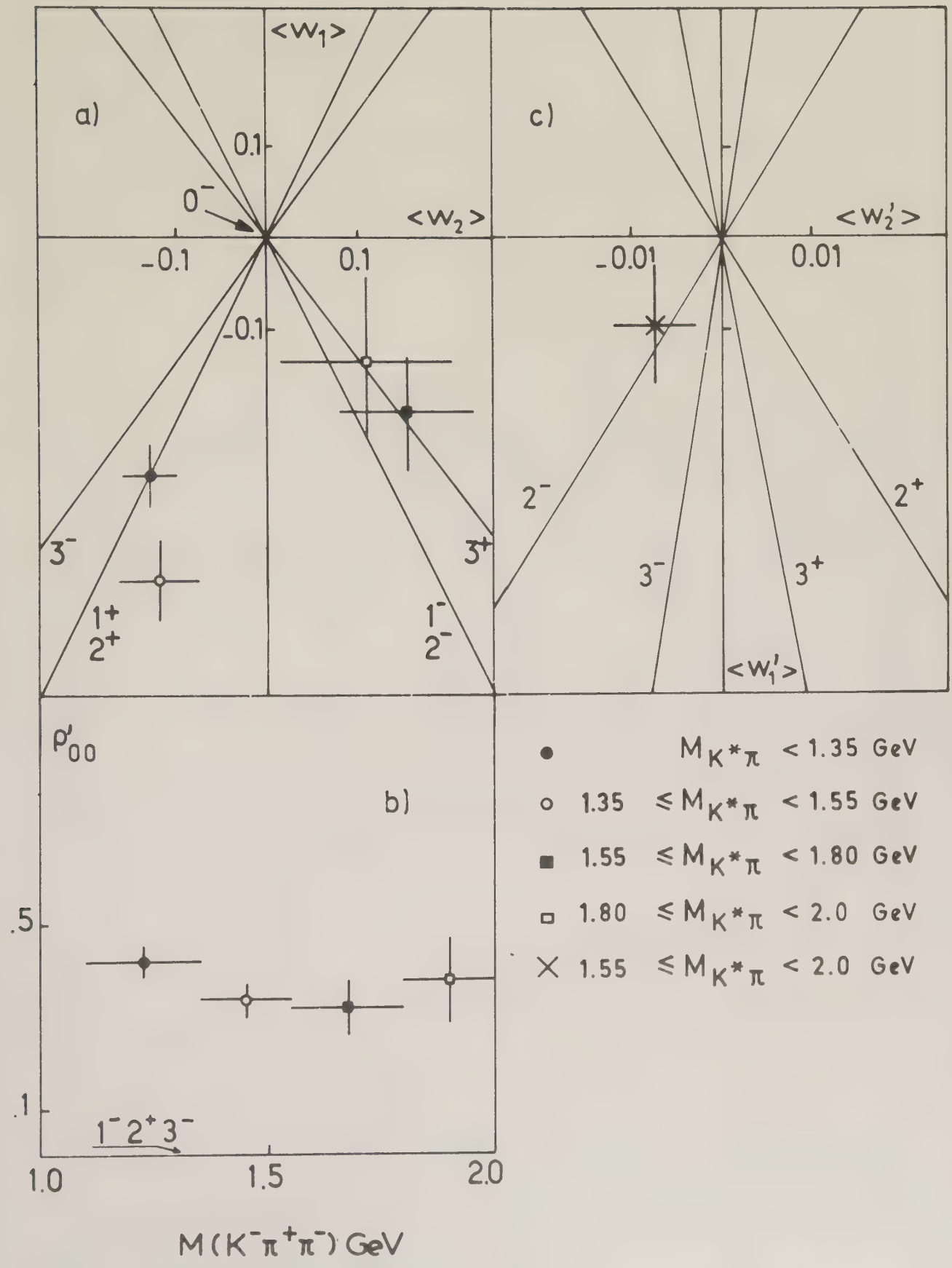

a)
<W1>
0.1
0⁻
<W2>
-0.1
0.1
-0.1
3⁻
1⁺
2⁺
3⁺
1⁻
2⁻
c)
<W2'>
-0.01
0.01
2⁻
2⁺
3⁻
3⁺
<W1'>
ρ'00
b)
.5
.1
1⁻2⁺3⁻
1.0
1.5
2.0
M(K⁻π⁺π⁻) GeV
● M K*π < 1.35 GeV
○ 1.35 ≤ M K*π < 1.55 GeV
■ 1.55 ≤ M K*π < 1.80 GeV
□ 1.80 ≤ M K*π < 2.0 GeV
× 1.55 ≤ M K*π < 2.0 GeV

Fig. 23

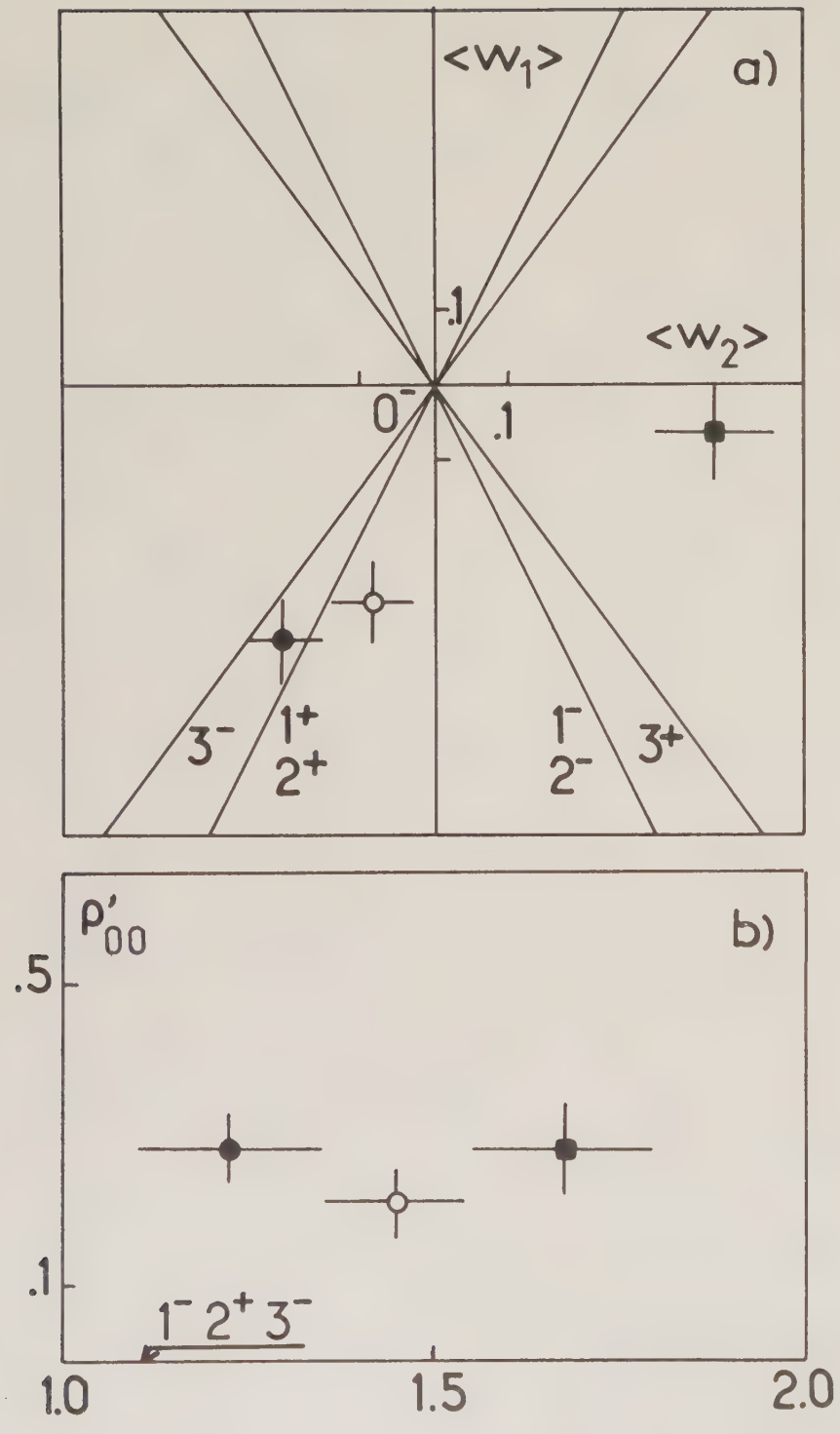


Fig. 24

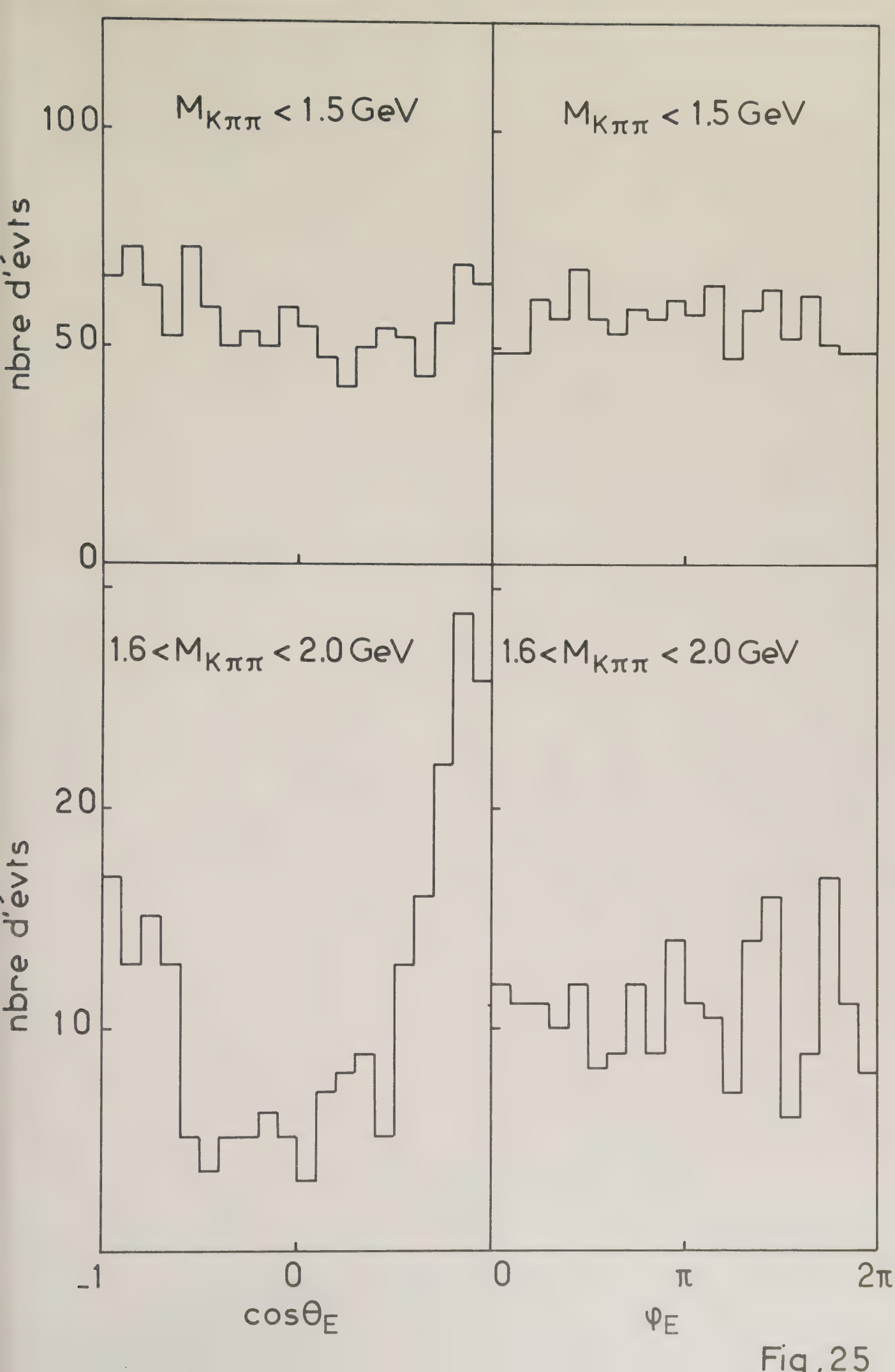

$M_{K\pi\pi} < 1.5$ GeV
$M_{K\pi\pi} < 1.5$ GeV
100
50
0
nbre d'évts
$1.6 < M_{K\pi\pi} < 2.0$ GeV
$1.6 < M_{K\pi\pi} < 2.0$ GeV
20
10
nbre d'évts
-1
0
$\cos\theta_E$
0
π
2π
φ_E

Fig. 25

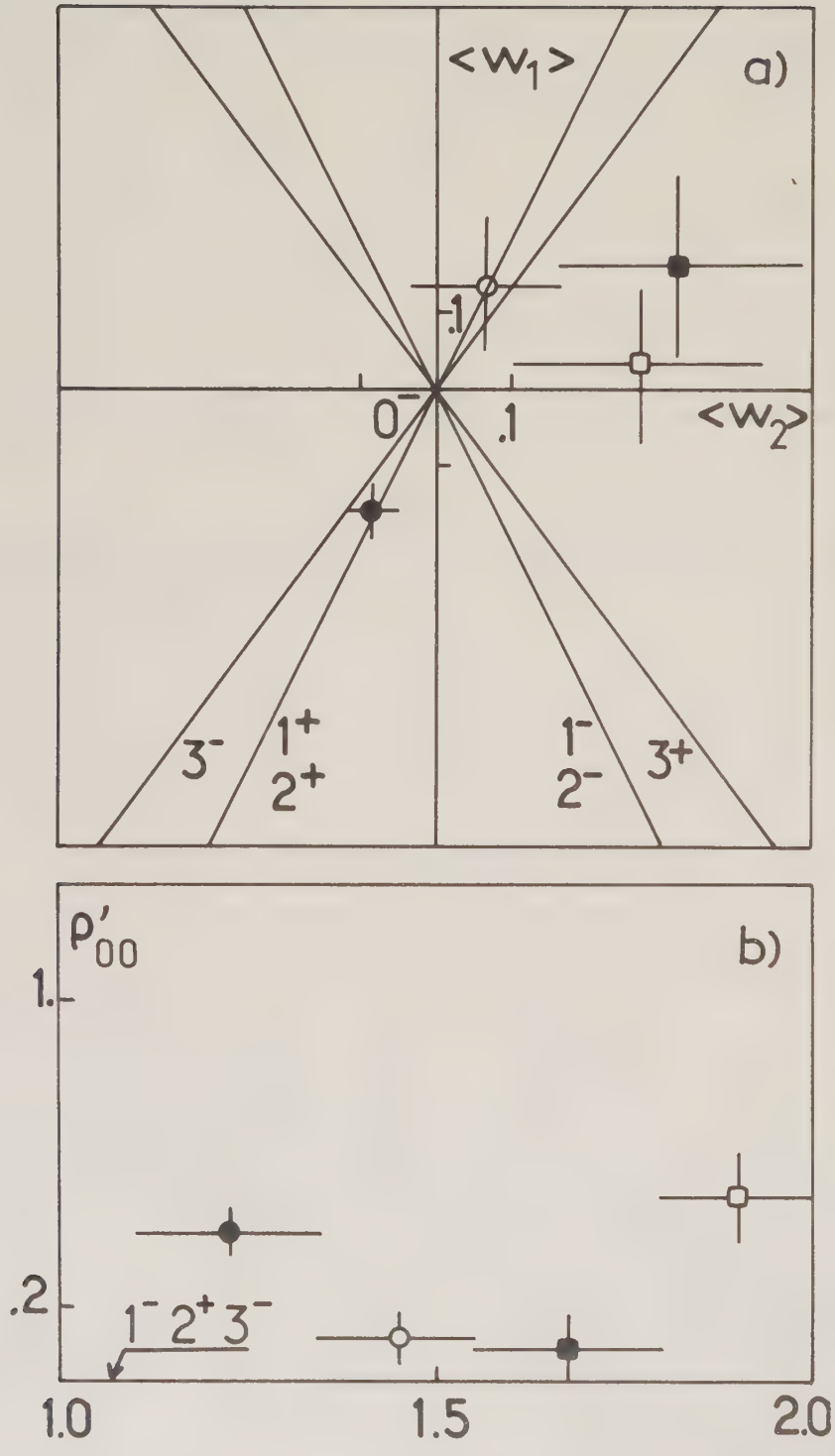


Fig. 26

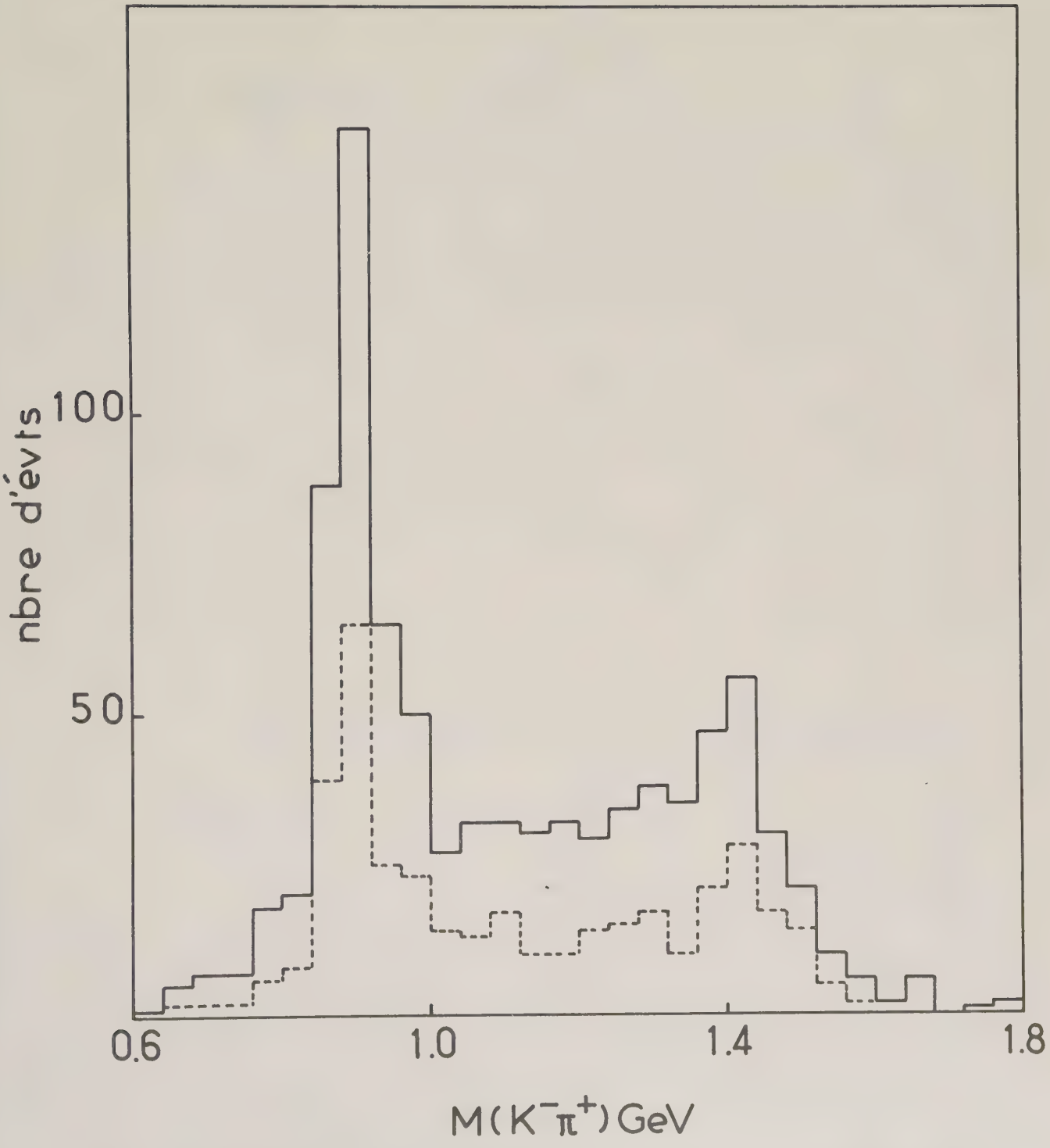


Fig. 27

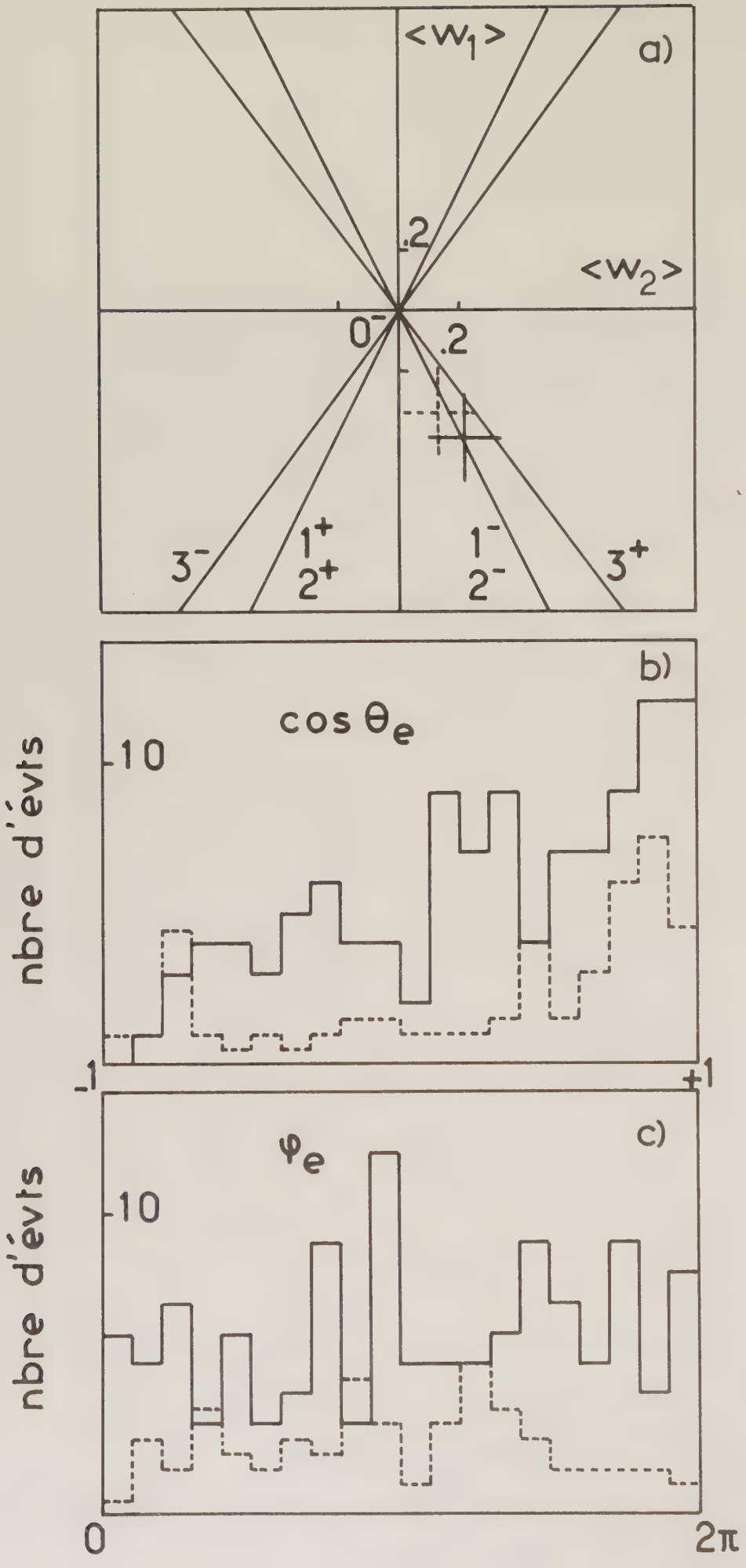

<W1>
a)
.2
<W2>
0⁻
.2
3⁻
1⁺
2⁺
1⁻
2⁻
3⁺
b)
cos θe
10
nbre d'évts
-1
+1
c)
φe
10
nbre d'évts
0
2π

Fig. 28

$K^- p \longrightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ 14.3 GeV/c

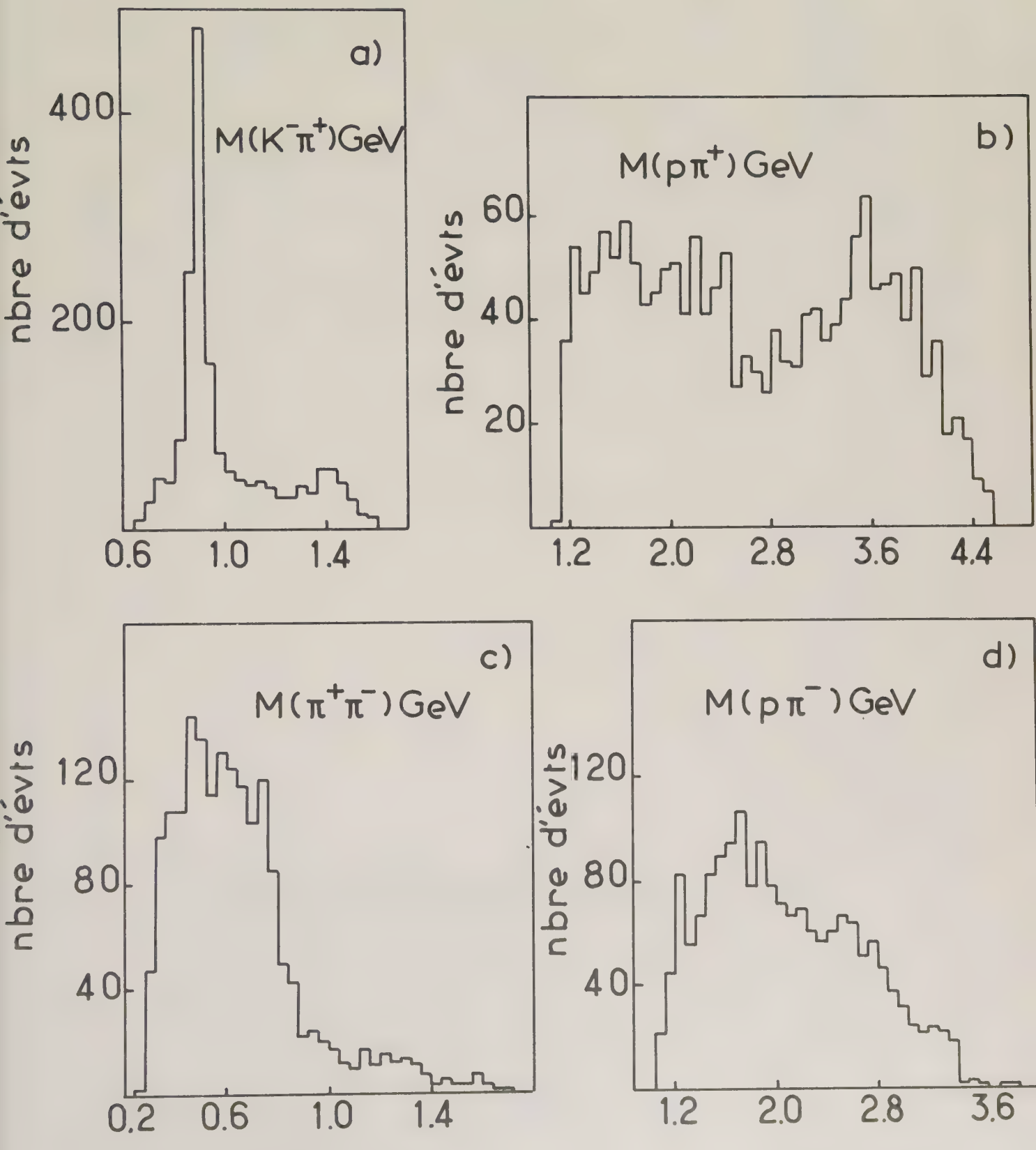


Fig . 29

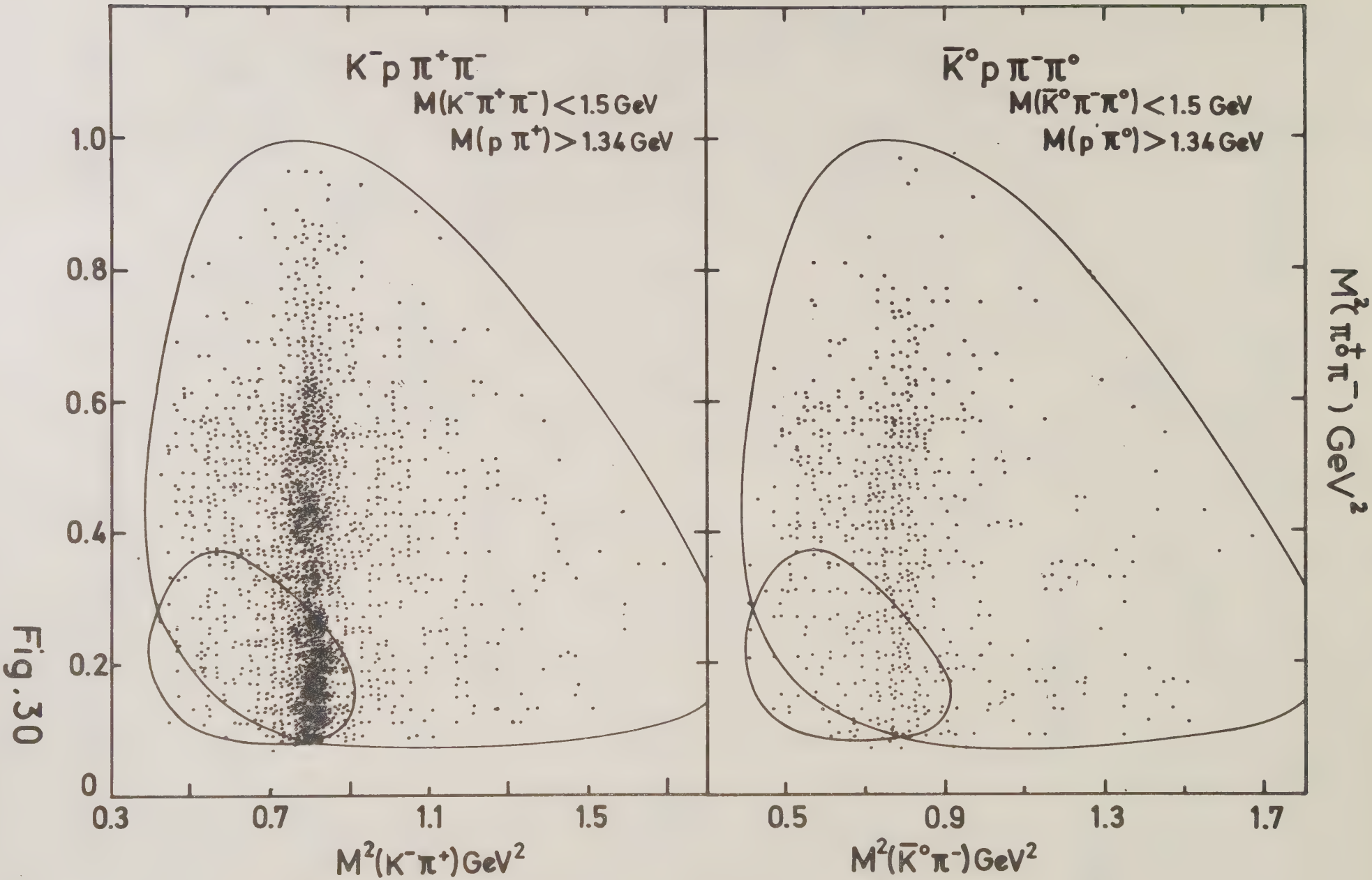

$K^- p \pi^+ \pi^-$
$M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.5$ GeV
$M(p\pi^+) > 1.34$ GeV
$\bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$
$M(\bar{K}^0\pi^-\pi^0) < 1.5$ GeV
$M(p\pi^0) > 1.34$ GeV
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0.3
0.7
1.1
1.5
0.5
0.9
1.3
1.7
$M^2(K^-\pi^+)$ GeV^2
$M^2(\bar{K}^0\pi^-)$ GeV^2
$M^2(\pi^0\pi^-)$ GeV^2

Fig. 30

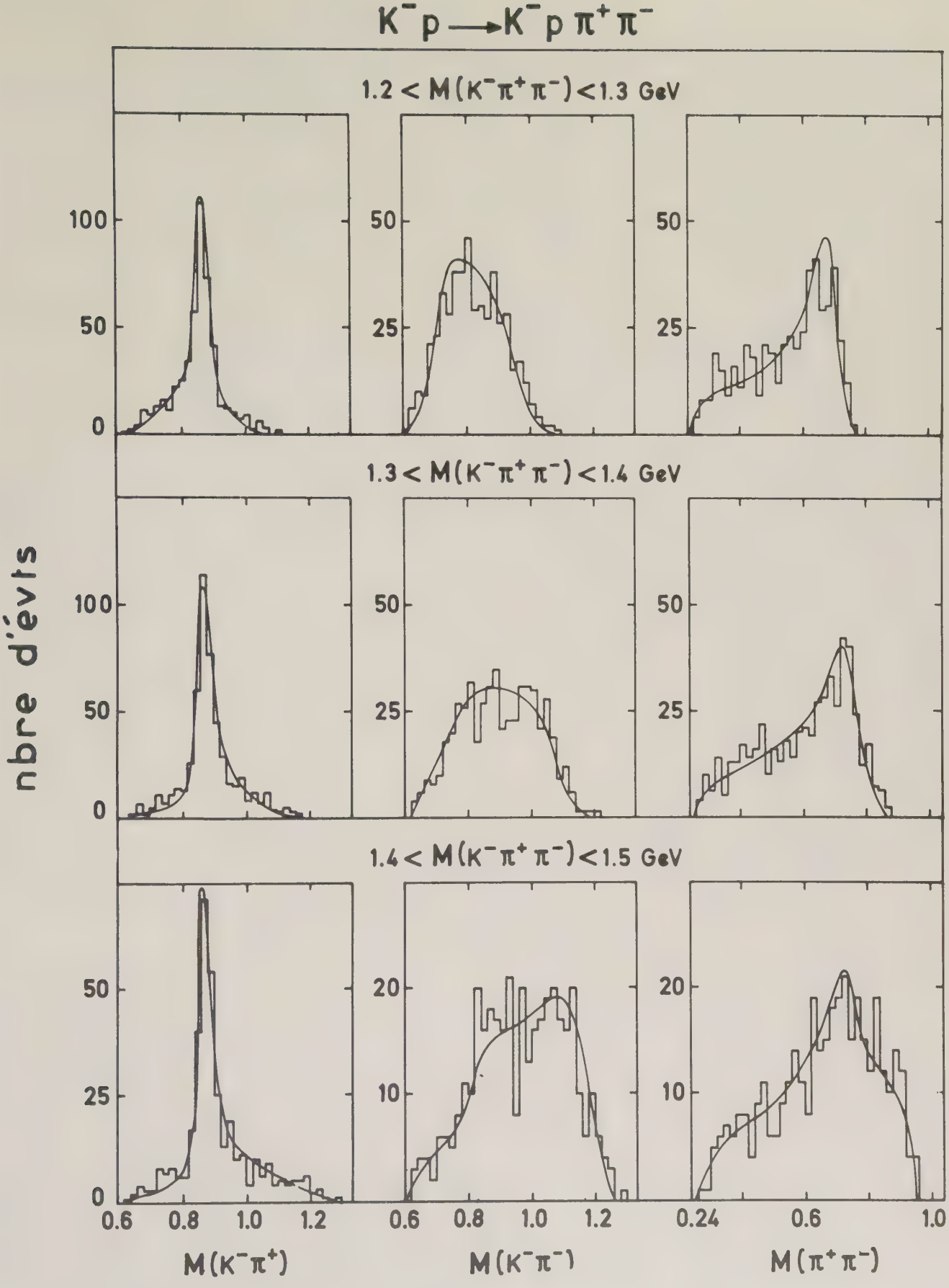

$K^- p \longrightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$
$1.2 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.3$ GeV
$1.3 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.4$ GeV
$1.4 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.5$ GeV
nbre d'évts
$M(K^-\pi^+)$
$M(K^-\pi^-)$
$M(\pi^+\pi^-)$

Fig. 31

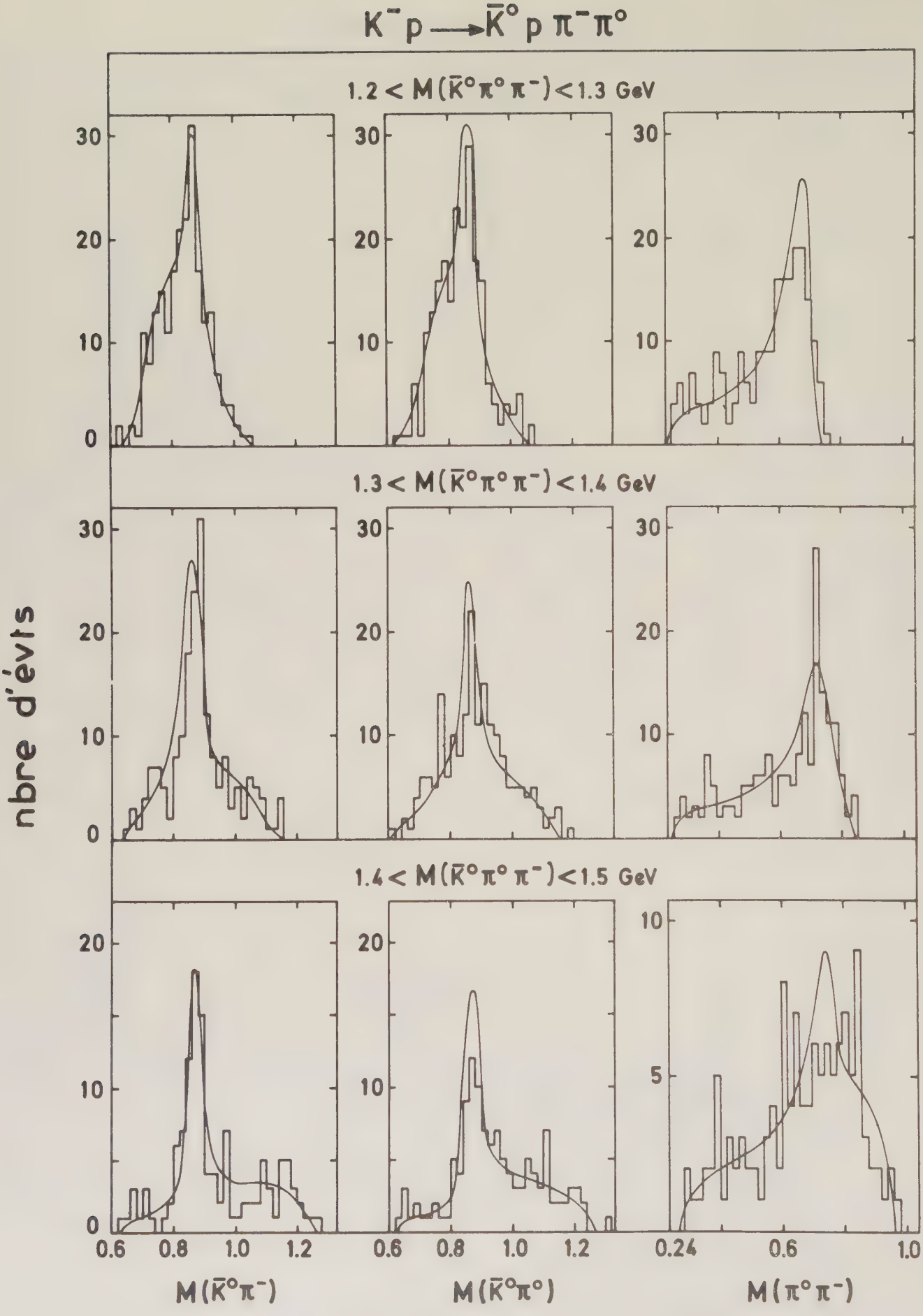

$K^- p \longrightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$
$1.2 < M(\bar{K}^0 \pi^0 \pi^-) < 1.3$ GeV
$1.3 < M(\bar{K}^0 \pi^0 \pi^-) < 1.4$ GeV
$1.4 < M(\bar{K}^0 \pi^0 \pi^-) < 1.5$ GeV
nbre d'évts
$M(\bar{K}^0 \pi^-)$
$M(\bar{K}^0 \pi^0)$
$M(\pi^0 \pi^-)$

Fig. 32

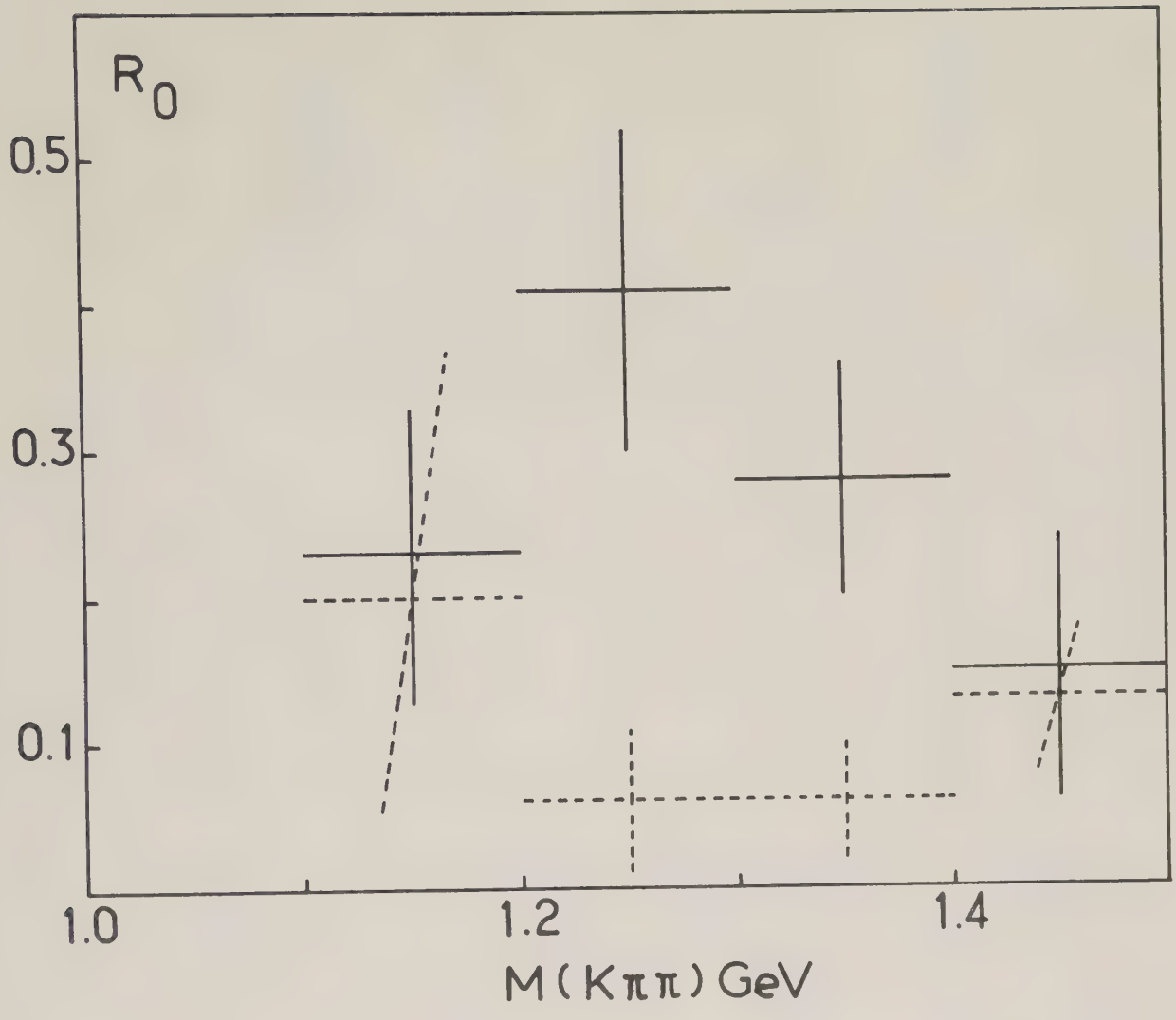


Fig. 33

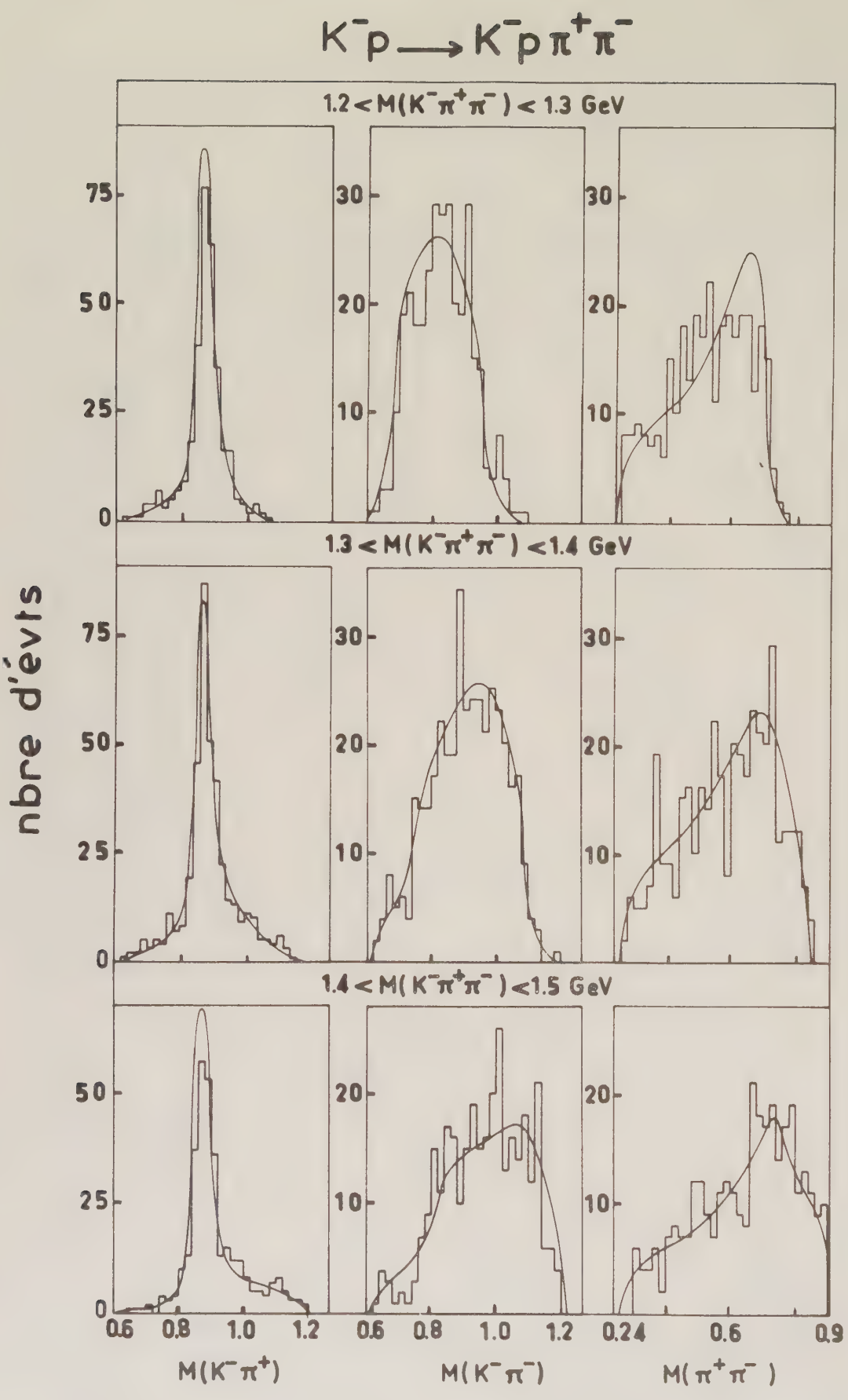

$K^-p \longrightarrow K^-p\pi^+\pi^-$
$1.2 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.3$ GeV
$1.3 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.4$ GeV
$1.4 < M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.5$ GeV
nbre d'évts
$M(K^-\pi^+)$
$M(K^-\pi^-)$
$M(\pi^+\pi^-)$

Fig. 34

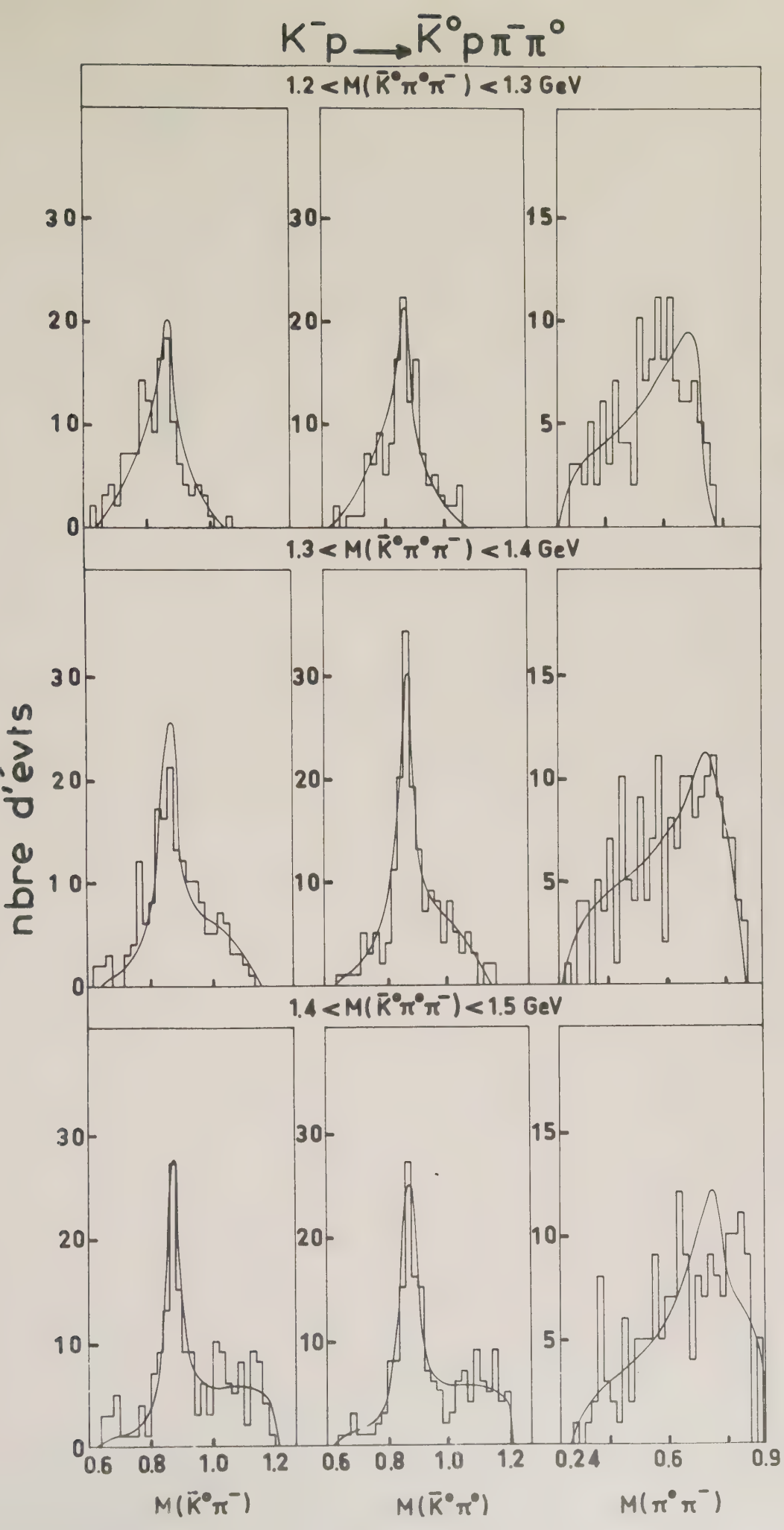

$K^- p \longrightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$
$1.2 < M(\bar{K}^0\pi^0\pi^-) < 1.3$ GeV
$1.3 < M(\bar{K}^0\pi^0\pi^-) < 1.4$ GeV
$1.4 < M(\bar{K}^0\pi^0\pi^-) < 1.5$ GeV
nbre d'évts
$M(\bar{K}^0\pi^-)$
$M(\bar{K}^0\pi^0)$
$M(\pi^0\pi^-)$

Fig.35

TROISIEME PARTIE

III. ETUDE DES MECANISMES DE PRODUCTION DU Q ET DU L

Après avoir décrit les systèmes Q et L, nous allons dans cette 3ème partie nous intéresser à leurs mécanismes de production. Nous montrerons d'abord que la production du Q et du L présente les caractéristiques principales de la diffraction, c'est-à-dire une section efficace à peu près constante en fonction de l'énergie (section A) et une émission à petit transfert (section B). Nous montrerons, à ce propos, que les sections efficaces différentielles de production du Q^- et du Q^+ $\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \to Q^- p)$ et $\frac{d\sigma}{dt}(K^+ p \to Q^+ p)$ présentent un croisement à $t \simeq .15$ GeV^2. Nous déterminerons ensuite la proportion d'isospin I = 1 échangé dans la réaction $\bar{K}N \to \bar{K}^*(890)\pi N$ (section C). Dans la section D, nous discuterons le problème de la conservation de l'hélicité dans la production du système $K\pi\pi$. Enfin, dans la section E, nous montrerons comment nos données sont compatibles avec un modèle d'échange de π en étudiant la distribution angulaire de désintégration du système $K^-\pi^+$.

A. Sections efficaces de production

1) Variation en fonction de l'énergie de la section efficace de production du système $K^-\pi^+\pi^-$

Dans la table 8, nous donnons plusieurs sections efficaces de production à 14.3 GeV/c où les problèmes de contamination sont négligeables, les seules coupures opérées sont l'exclusion du Δ^{++} (1236) dans la réaction (1) et du Δ^+ (1236) dans la réaction (2). Nous n'avons soustrait aucun fond sauf quand nous avons considéré le K^* (1420) ou le f° (1250).

TABLE 8

SECTIONS EFFICACES A 14.3 GeV/c en μb

$K^- p \to Q^- p \to K^- \pi^+ \pi^- p$	243 ± 10
$K^- p \to Q^- p \to \overline{K^0} \pi^0 \pi^- p$	240 ± 15
$K^- p \to Q^- n \to \overline{K^0} \pi^+ \pi^- n$	11 ± 3
$K^- p \to L^- p \to K^- \pi^+ \pi^- p$	98 ± 5
$K^- p \to L^- p \to \overline{K^0} \pi^- \pi^0 p$	102 ± 6
$K^- p \to K^- f^0 p \to K^- \pi^+ \pi^- p$	7 ± 3
$K^- p \to Q^- p \to K^*(890) \pi^- p \to K^- \pi^+ \pi^- p$	155 ± 7
$K^- p \to L^- p \to K^*(1420) \pi^- p \to K^- \pi^+ \pi^- p$	14 ± 4

Le Δ^{++} et le Δ^+ ont été enlevés dans les réactions (1) et (2). Les coupures en masse suivantes ont été effectuées

Q	$1.0 < M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV
L	$1.56 < M(K\pi\pi) < 2.04$ GeV
$K^*(890)$	$.84 < M(K\pi) < .96$ GeV
$K^*(1420)$	$1.32 < M(K\pi) < 1.52$ GeV
$f^0(1250)$	$1.15 < M(\pi^+\pi^-) < 1.35$ GeV

Le fond sous le $K^*(1420)$ a été estimé à (40 ± 10)% et à (50 ± 10)% sous le $f^0(1260)$.

Notons que les sections efficaces des réactions $K^+p \to Q^+p(216 \pm 8\mu b)$ et $K^-p \to Q^-p(225 \pm 10\mu b)$ sont égales, compte tenu des erreurs, à 14.3 GeV/c. Ces sections efficaces ont été obtenues dans les mêmes conditions : $M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.5$ GeV, $M(p\pi^+) > 1.5$ GeV et $|t_{pp}| < 1.0$ GeV^2 (la section efficace $K^+p \to Q^+p$ a été extrapolée de 12 à 14.3 GeV/c en supposant une variation en $p^{-.67}$ en fonction de l'impulsion). Dans le cas du Q, la section efficace de production de la particule est égale à la section efficace de production de l'anti-particule, ce qui est une caractéristique générale des réactions diffractives, élastiques ou inélastiques [62].

Pour comparer les sections efficaces de production des systèmes $K\pi\pi$, nous avons utilisé des données sur la réaction $K^-p \to K^-\pi^+\pi^-p$ à 3.9 GeV/c, 4.6 GeV/c [29], 10.1 GeV/c [23], 12.6 GeV/c [35] et 14.3 GeV/c. Nous n'avons pas considéré la réaction $K^-p \to \overline{K^0}p\pi^-\pi^\circ$, les statistiques accessibles étant souvent trop basses pour pouvoir tirer des conclusions quantitatives. A toutes les énergies considérées, aucune autre coupure que l'exclusion des événements tels que $1.12 < M(p\pi^+) < 1.34$ GeV n'a été effectuée.

Nous présentons dans la fig.36 la variation de la section efficace de production du système $K^-\pi^+\pi^-$ en fonction de l'énergie pour 5 régions de masse comprises entre 1.0 et 2.0 GeV. Nous avons paramétré cette dépendance par $\sigma \sim p_{Lab}^{-n}$,

l'accord avec les données est très bon, (cf. fig. 36) ; les valeurs que nous avons obtenues pour n varient entre .3 et .9.

L'interprétation de cette variation doit s'accompagner de plusieurs remarques. Le fait d'enlever le Δ^{++} sous-estime les sections efficaces à basses énergies comme nous l'avons vu dans la section II A. Mais l'absence de coupure en transfert a pour effet de surestimer ces sections efficaces à basses énergies. Ces deux effets ont tendance à se compenser, mais le Q et le L en sont affecté de manière à priori différente. Donc, le fait que n croit en fonction de la masse $K\pi\pi$, quoique suggérant que le Q et le L ne sont pas produits exactement de la même manière, n'en constitue pas une preuve. D'autre part, pour des raisons d'espace de phase que nous avons déjà mentionné, la section efficace pour les masses $M(K^-\pi^+\pi^-) > 1.8$ GeV est trop basse à 3.9 GeV/c. Nous ne l'avons donc pas utilisé. Nos résultats sont tout à fait analogues à ceux obtenus pour les réactions $\pi^- p \to A_1^- p$ et $\pi^- p \to A_3^- p$ entre 5 et 40 GeV/c pour lesquels n est respectivement égal à $(.5 \pm .2)$ et $(.8 \pm .3)$ [63] .

Les valeurs que nous avons trouvé pour n sont peu différentes de la valeur correspondant pour la diffusion élastique $K^- p \to K^- p$ pour laquelle $n = .4 \pm .1$. En particulier, la valeur que nous obtenons dans la région du Q ($M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.5$) est $n = .4 \pm .1$, cette valeur est

voisine de celle obtenue pour la réaction $K^+p \to Q^+p$ ($n = .67 \pm .07$)[36]. Cette différence pouvant parfaitement être expliquée par la différence des coupures effectuées, dans les expériences avec K^+ et K^-. Dans cette dernière réaction en effet, les sections efficaces ont été déterminées après avoir appliqué la coupure H à toutes les énergies.

En conclusion, le fait que les sections efficaces de production du Q^- et du L^- décroissent peu en fonction de l'énergie suggère que ces systèmes $K\pi\pi$ sont produits principalement par échange de Poméron (nombres quantiques du vide). En effet, dans le cadre du modèle de Regge, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \beta(t)\ s^{2\alpha(t)-2}$$

La trajectoire $\alpha(t)$ associée au Pomeron est : $\alpha(t) = 1 + \alpha' t$, on en déduit :

$$\int \frac{d\sigma}{dt}\, dt \sim \frac{1}{\text{Log}s}$$ d'où une lente décroissance en fonction de l'énergie.

Notons d'ailleurs que, comme dans le cas de la diffusion élastique $K^-p \to K^-p$, d'autres trajectoires de Regge peuvent également être échangées[39].

D'autre part, si le Q est constitué de deux résonances, elles doivent toutes les deux être produites diffractivement, ce qui impose aux deux états Q_H et Q_L d'être des mélanges de K_A et de K_B (cf. section II E 4). En effet,

à cause de la conjugaison de charge, le K_B ne peut être produit diffractivement sans violation de SU3.

2) Utilisation des diagrammes de Van Hove

Pour étudier la dépendance en fonction de l'énergie des réactions (1), (2) et (3), nous allons utiliser la méthode de l'espace de phase longitudinal que nous avons introduite dans la section II A 2, pour séparer les événements qui nous intéressent. Rappelons que chaque quadrant doit être dominé par un mécanisme d'échange, comme il est indiqué sur la fig. 9 .

a) Réaction $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^-$

Nous possédons pour cette réaction les distributions expérimentales à trois énergies : 3.9 GeV/c, 10.1 GeV/c [53] et 14.3 GeV/c. Nous avons séparé, à chaque énergie, le diagramme de Van Hove en boîtes de .125 de côté et nous avons paramétré la variation de la section efficace par : $\frac{d\sigma_i}{dP_{Lab}} \alpha p_{Lab}^{-ni}$.

Les n_i obtenus sont donnés dans la table 9a , ainsi que les χ^2 correspondants. Les valeurs de n_i obtenues pour les quadrants correspondant à la dissociation diffractive sont de l'ordre de 0 ou négatif, avec une tendance à être plus petit dans le cas de la dissociation du K que dans celle du proton. Dans le cas de l'échange de méson (quadrants II et IV) n_i est de l'ordre de 1 à 2. n_i variant d'ailleurs continûment d'un quadrant à l'autre.

TABLE 9

VALEURS DE L'EXPOSANT N POUR LA REACTION $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^-$

a) Evénements non pondérés (le X^2 figure sur la 2ème ligne)

I =	2.29±.63	.99±.3I	I.4I±.25	.45±.23	.I7±.26		
X^2 =	.23	.0I	.4	.04	2.2		
	I.89±.40	.9I±.24	.6I±.I8	.44±.I4	-.25±.I3	.63±.20	
	I.I	.2	.5	I.5	4.9	I.I	
	I.52±.39	I.32±.29	.9I±.22	.38±.I7	-.45±.I5	-.43±.I4	-.05±.2I
	.7	.4	.06	.2	I.9	I.0	.3
	I.I3±.3I	.52±.I6	.50±.20	.33±.I4	-.35±.I4	-.48±.I4	-.37±.I5	-.I8±.37
	.02	I.I	I.3	.2	.7	I.4	2.I	7.3
	I.04±.46	.32±.2I	.25±.I7	.4I±.I6	.35±.I4	.80±.I2	.6I±.I7	-.I6±.20
	3.0	.5	.3	.02	.0I	I.9	.5	6.5
		.74±.27	.00±.I9	-.24±.I6	.46±.I8	.89±.2I	I.07±.2I	-.I3±.22
		.4	.4	.0I	.I	.2	.8	.0I
			.4I±.36	.35±.26	I.25±.28	I.50±.34	2.02±.50	I.26±.37
			.08	.3	.8	.6	I.2	I.3
				I.27±.96	2.4±.06	I.93±.5I	I.97±.64	I.7I±.75
				6.0	.I	.3	.7	

3.77±.32	2.00±.I9	2.38±.20	I.47±.I3	I.52±.I7			
2.9I±.22	I.58±.I6	I.00±.I5	I.38±.25	.55±.I3	I.3I±.I7		
2.38±.22	I.76±.I5	I.3I±.I5	.96±.I5	.I5±.I7	.I0±.I3	.56±.22	
I.75±.I7	I.34±.I4	I.29±.II	I.I0±.03	.49±.I3	.I9±.II	.97±.II	I.30±.20
2.[illegible]±.2[illegible]	I.I2±.I3	.58±.I3	.39±.II	I.04±.I3	I.46±.I3	I.30±.I4	I.00±.20
	I.56±.I9	.73±.I4	.64±.I4	I.I7±.I4	I.42±.I5	I.43±.I5	.60±.I3
		I.04±.22	I.30±.I5	2.22±.20	2.23±.08	2.85±.30	I.89±.24
			3.38±.3I	3.98±.34	3.06±.27	3.35±.32	.33±.40

Nous pouvons également considéré la distribution des événements pondérée par la quantité :

$$W = s^{-1}\left(\prod_{i=1}^{4} E_i\right)\left(\frac{1}{2}\sum^{4}|P_{Li}|\right)^{-1}\left(\sum_{i=1}^{4} x_i^2\, E_i^{-1}\right)$$

W est l'inverse du poids d'espace de phase pour un événement dont les particules ont, dans le centre de masse, un moment longitudinal p_{Li} et une énergie E_i [64] . En multipliant chaque événement par W, nous obtiendrons donc une quantité proportionnelle au carré de l'élément de matrice invariant relativiste, intégrée sur le moment transverse, pour une configuration longitudinale donnée. Nous avons, de même que précédemment, ajuster la variation de cette section efficace pondérée, pour chaque boîte, par une expression du type p_{Lab}^{-ni}. Les n_i obtenus sont donnés dans le tableau 9b , ils sont systématiquement plus grands dans ce cas que ceux des distributions nonpondérées à cause du type de variation de W en fonction de s. Les n_i sont petits, de l'ordre de.5 dans le cas de la production de systèmes diffractifs $K\pi\pi$. Cette variation en fonction de l'énergie de l'élément de matrice est donc parfaitement compatible avec un échange dominant de Pomeron. Ce résultat confirme donc nos observations du chapitre précédent, où les valeurs de l'exposant n incluaient la variation de l'espace de phase en fonction de l'énergie. Ils sont de l'ordre de 1 dans le cas des systèmes diffractifs $p\pi^+\pi^-$. Tous ces résultats sont très voisins quantitativement de ceux obtenus lors de l'analyse semblable effectuée sur la réaction $K^+p \to K^+p\pi^+\pi^-$ à différentes énergies [65].

De cette analyse de l'espace de phase longitudinal (LPS), il ressort donc que les sections efficaces des quadrants du LPS où l'échange du Pomeron est posssible, décroissent moins en fonction de l'énergie que les autres quadrants. Les quadrants I et III dans la réaction (1) sont donc bien caractéristiques de la diffraction. La décroissance la plus lente correspond à la production des systèmes diffractifs $K\pi\pi$.
Cette étude est complémentaire de l'analyse précédente, car nous n'avons pas ici effectué de coupures sur le spectre de masse $K\pi\pi$.

b) Les réactions $K^- p \to \overline{K^0} p \pi^- \pi^\circ$ (2) et $K^- p \to \overline{K^0} \pi^+ \pi^- n$ (3)

Nous avons procédé de même, pour ces 2 réactions en utilisant les données à 3.9 et 14.3 GeV/c.

Nous constatons que dans le quadrant I (table 10a) pour la réaction (2), les valeurs de n_i sont voisines de zéro et même négatives, comme pour le quadrant I de la réaction (1). Ceci indique que nous sommes en présence du même phénomène diffractif pour les deux états de charge $\overline{K^0}\pi^-\pi^\circ$ et $K^-\pi^+\pi^-$.
D'autre part, dans les trois autres quadrants qui correspondent à des échanges mesoniques, les valeurs de n_i sont de l'ordre de 1 à 2.

Dans la réaction (3), les valeurs de n_i dans le quadrant I sont de l'ordre de 1 (table 10b), c'est ce à quoi l'on s'attend si ce quadrant est dominé par le $K^*(1420)$[66] .
Dans le quadrant II, qui correspond à un échange exotique les valeurs de n_i sont supérieures à 2.

E IC

N POUR LES REACTIONS (2) et (3)

.58±.47			
.I5±.27	.68±.36		
-.II±.24	-.2I±.27	.49±.32	
.2I±.26	-.28±.3I	-.3I±.3I	-.36±.68
.95±.3I	I.22±.32	.78±.29	I.03±.42
I.43±.49	I.34±.58	I.34±.58	I.25±.59
2.I0±.78	2.I7±.9I	.93±.67	I.35±.94
2.53±I.I0	2.95±3.05	I.92±I.I7	I.75±I.I2

b) Réaction $K^- p \rightarrow K^\circ \pi^+ \pi^- n$

			I.06±.64			
		2.92±.8I				
3.9I±I.I6			.87±.44	-.03±.76		
		2.37±.63	I.0I±.36	I.02±.44	-.06±.56	
I.32±.92	2.02±.86	I.56±.36	I.03±.29	I.I4±.37	I.72±.43	.88±.33
I.85±.94	I.52±.55	I.28±.40	I.34±.35	I.I7±.69	I.27±.34	.86±.43
I.0I±.98	I.I5±.93	I.66±.53	I.2I±.47	I.22±.4I	.82±.42	.79±.6I
	I.49±I.2I	I.85±.94	I.44±.30	I.39±.57	I.07±.57	I.26±.52
		.79±.43	I.9I±.9I		2.38±.2I	

Ne possédant des données qu'à deux énergies seulement, nous n'avons pas considéré les distributions d'événements pondérés comme pour la réaction (1).

En conclusion de cette analyse des diagrammes de Van Hove, les réactions (1) et (2) sont dominées surtout à hautes énergies, par les dissociations diffractives $K^- p \to (K\pi\pi)^- p$, et $K^- p \to K^- (p\pi^-\pi)^+$ qui sont clairement localisées dans le LPS.

B. ETUDE DES DISTRIBUTIONS $d\sigma/dt$

1.- Distributions en transfert dans la région du Q

Les distributions en transfert $d\sigma/dt$ ont été ajustées à l'aide d'une exponentielle Ae^{bt}, pour les réactions (1), (2) et (3) dans la région du Q ($M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV). Les intervalles de t considérés sont .03 - .4 GeV^2 à 14.3 GeV/c et .08 - .4 GeV^2 à 3.9 GeV/c, car le transfert minimum accessible est plus élevé à basse énergie qu'à haute énergie, où il est proche de zéro. Acune coupure autre que l'exclusion des Δ^{++} (1236) et Δ^{+}(1236) n'a été effectuée à 14.3 GeV/c, nous nous sommes limités à $|t| = .03$ GeV^2.

Les événements ayant un proton très court ont pu en effet être perdus au cours du dépouillement.

La distribution expérimentale à 14.3 GeV/c est donnée dans la fig. 37. Les valeurs de b aux deux énergies sont indiquées dans la table 11. Nous pouvons constater que :

i) les systèmes diffractifs $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K}^\circ\pi^-\pi^\circ$ sont produits avec une pente plus grande que le système $\overline{K}^\circ\pi^+\pi^-$ dans la réaction (3) comme on s'y attend puisque le K^*(1420) dans la réaction (3) ne peut pas être produit diffractivement. Ceci est surtout sensible à haute énergie où la contamination par le K^*(1420) est négligeable.

ii) Le paramètre b croit en fonction de l'énergie pour les réactions (1) et (2). Cette variation est plus rapide pour la réaction (1). Les pentes étant les mêmes à 3.9 GeV/c pour les systèmes $K^-\pi^+\pi^-$ et $\overline{K}^\circ\pi^-\pi^\circ$. Cet effet ne semble pas être dû à des différences de contamination, ni aux coupures

TABLE 11

AJUSTEMENTS DES SECTIONS EFFICACES $\frac{d\sigma}{dt}$ PAR Ae^{bt}

Energie GeV/c	M ($K\pi\pi$) GeV	b en GeV^{-2}		
		$K^-p \to K^-p\pi^+\pi^-$	$K^-p \to \overline{K^0}p\pi^-\pi^0$	$K^-p \to \overline{K^0}\pi^+\pi^-n$
3.9	1.1 - 1.2	8.9 + 1.1	9.2 + 2.3	
3.9	1.2 - 1.27	6.7 + .9	12.1 + 4.0	
3.9	1.27 - 1.36	8.5 + .7	5.9 + 1.4	
3.9	1.36 - 1.46	5.3 + .6	5.2 + 1.3	
3.9	1.0 - 1.5	6.4 + .4	6.2 + .7	5.7 + 1.0
14.3	1.1 - 1.2	12.6 + .7	10.2 + 1.3	
14.3	1.2 - 1.27	9.9 + .6	8.4 + 1.1	
14.3	1.27 - 1.36	10.3 + .7	7.2 + .6	
14.3	1.36 - 1.46	8.3 + .6	6.5 + 1.1	
14.3	1.46 - 1.60	8.1 + .7	6.8 + .9	
14.3	1.60 - 1.80	6.2 + .6	6.0 + .8	
14.3	1.80 - 2.0	7.4 + .7	4.9 + .5	
14.3	1.0 - 1.5	9.6 + .3	7.9 + .5	5.1 + 1.0

Ces ajustements ont été réalisés dans la région de transfert $|t_{pp}| < .4 GeV^2$. A 3.9 GeV/c les Δ^{++} et Δ^{+} ont été exclus. Les intervalles de masse ont été choisis comme dans l'expérience K^+p de 12.0 GeV/c [13]. La même coupure a été effectuée à 14.3 GeV/c pour éliminer le $\Delta(1236)$: $M(p\pi^+) > 1.5$ GeV

effectuées. Nous avons vérifié par exemple que la coupure H ne modifiait les pentes que de quantités inférieures ou de l'ordre de l'unité.

iii) Le comportement exponentiel est valable pour des transferts plus grands dans les canaux $\overline{K^0}\pi^+\pi^-$ surtout à haute énergie.

Ce dernier point montre un comportement différent par rapport aux systèmes $K^+\pi^-\pi^+$ où une cassure se produit à tpp = .5GeV^2, la pente étant plus faible à plus grands transferts.

2.- Variation de la pente en fonction de la masse $K\pi\pi$

Nous avons divisé les histogrammes de masse $(K\pi\pi)^-$ en 7 regions pour les réactions (1) et (2) à 14.3 GeV/c et en 4 régions à 3.9 GeV/c. Nous n'avons pas étudié la région du L à 3,9 GeV/c à cause des problèmes de contamination déjà évoqués.

Nous avons, dans chaque région, ajusté une expression du type Ae^{bt} sur la section efficace différentielle expérimentale. Les régions de transferts considérées, ainsi que les coupures sont les mêmes qu'au paragraphe précédent. Nous avons également vérifié qu'il n'y avait pas d'évidence dans nos données pour un comportement différent des modes $K^*\pi$ et $K\rho$. Les probabilités obtenues pour tous les ajustements sont bonnes, indiquant qu'une simple loi exponentielle rend compte de nos données. Les valeurs obtenues pour b sont données dans la table 11. Nous pouvons constater les points suivants (cf Fig 38).

i) Les systèmes $K\pi\pi$, Q et L sont produits à très petitstransferts ce qui est une des caractéristiques

essentielles de la diffraction, les valeurs des pentes étant plus élevées que la pente de la diffusion élastique [39].

ii) A chaque énergie, et pour les réactions (1) et (2) la pente décroit de façon à peu près monotone quand la masse $K\pi\pi$ croit. Cette décroissance est visible même si l'on ne considère que les masses $K\pi\pi$ inférieures à 1.46 GeV. Ceci a également été observé dans les réactions équivalentes avec des K^+ et des K° incidents [1, 13].

iii) A 14.3 GeV/c les valeurs de b sont plus grandes pour le système $K^-\pi^+\pi^-$ que pour le système $\overline{K}^\circ\pi^-\pi^\circ$, un tel comportement a été également observé dans les réactions K^+p de 12 GeV/c [12]. Ce n'est, par contre, pas le cas à 3.9 GeV/c. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 4.

3.- Effet de croisement à haute énergie

Deux réactions (1) et (2) présentent un "croisement" quand la différence de leurs deux sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt}$ (1) - $\frac{d\sigma}{dt}$ (2) change de signe pour une certaine valeur de $|t|$. Récemment, un croisement a été observé pour les réactions $K^\circ p \to Q^\circ p$ et $\overline{K}^\circ p \to \overline{Q}^\circ p$ pour des impulsions incidentes variant entre 4 et 12 GeV/c [1]. Un effet similaire a été mis également en évidence dans les réactions $\pi^+ p \to A_1^\pm p$ à 16 GeV/c [67]. Or, nous savons qu'un tel effet existe pour les réactions élastiques $\pi^\pm p \to \pi^\pm p$ et $K^\pm p \to K^\pm p$. Ce croisement est situé autour de $|t| \simeq .15$ GeV^2 pour toutes ces réactions, qui semblent donc avoir un comportement similaire.

Nous allons montrer qu'un tel effet existe pour les réactions $K^\pm p \to Q^\pm p$. Pour cela, il nous faut comparer

deux sections efficaces différentielles à la même énergie incidente, ou a des énergies suffisamment proches pour extrapoler raisonnablement les valeurs obtenues pour A et b. A basse énergie, il nous est difficile d'opérer ainsi, puisque nous ne possedons que des valeurs de A et de b moyennées entre 2.5 GeV/c et 4.4 GeV/c [36], ce qui se traduit si nous admettons une variation de la section efficace en $P_{lab}^{-.6}$ par une variation du paramètre A d'un facteur 3/2 environ entre les 2 extrémités de l'intervalle d'énergie. D'autre part, les valeurs de b varient selon la coupure effectuée (Δ enlevé ou coupure H). Enfin, comme nous l'avons déjà vu dans la section II.D.4, il n'y a pas de données pour la réaction $K^+P \rightarrow K^\circ\pi^\circ\pi^+p$ en dessous de 7 GeV/c.

Pour ces raisons, nous ne pouvons pas faire de comparaison à basse énergie. nous n'utiliserons que les données à 14.3 GeV/c, que nous allons comparer avec les données obtenues à 12.0 GeV/c avec des K^+ incidents [13]. Les paramètres A et b ont été déterminées dans les mêmes conditions dans les 2 expériences, c'est à dire $M(p\pi^\circ)^+ > 1.5$ GeV pour les réactions avec K^- incident et $M(p\pi^+) > 1.5$ GeV pour les réactions avec K^+ incident. Nous nous sommes toujours limités à $|t| < .4$ GeV^2. Pour les canaux conjugués de charge $K^-\pi^-\pi^+$ et $K^+\pi^+\pi^-$ d'une part, et $\overline{K^\circ}\pi^\circ\pi^-$ et $K^\circ\pi^+\pi^\circ$ d'autre part, les valeurs despentes b sont systématiquement plus grandes dans les réactions avec K^- que dans les réactions avec K^+ incidents pour toutes les intervalles de masse inférieurs à 1.46 GeV. Mais, pour faire une comparaison plus quantitative des données, nous avons corrigé le parametre A pour tenir compte de la décroissance de la section efficace $K^+p \rightarrow Q^+p$ entre 12 GeV/c et 14.3 GeV/c. Pour ce faire,

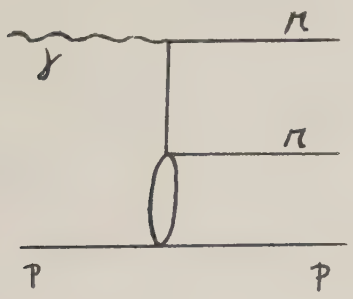
nous avons supposé une dépendance en fonction de l'énergie en $P_{Lab}^{-.6}$. Nous n'avons par contre pas modifié b, les valeurs des pentes obtenues dans les expériences $K^+p \to Q^+p$ n'étant pas assez précises pour paramètrer leur dépendance en fonction de l'énergie. Dans la fig .39 nous présentons les ajustements des sections efficaces différentielles ainsi obtenues pour les réactions $K^{\pm}p \to K^{\pm}\pi^+\pi^-p$ (39 a) et $K^{\pm}p \to K^{\circ}\pi^{\pm}\pi^{\circ}p$ (39 b). Pour chaque expérience, les deux lignes droites représentent les valeurs extrêmes de $\frac{d\sigma}{dt}$ en tenant compte des erreurs sur A et b. Nous avons, en plus des erreurs provenant de l'ajustement cinématique, tenu compte pour cette comparaison des erreurs de normalisation. Cette dernière erreur a été obtenue en ajoutant les erreurs de détermination des deux sections efficaces $K^{\pm}p \to K^{\pm}\pi^+\pi^-p$ elle est de ± 7 %.

Nous constatons (fig 39a) la présence d'un croisement pour les réactions $K^-p \to Q^-p$ et $K^+p \to Q^+p$, il se produit pour les états finals $K^{\pm}\pi^+\pi^-$ à une valeur de $|t| = .17 \pm .05$ GeV^2. C'est approximativement la même position que le croisement observé dans les réactions $K^{\circ}p \to Q^{\circ}p$ ($|t| = .13 \pm .03$ GeV^2). Cette position est très proche du croisement des sections efficaces différentielles des diffusions élastiques ($|t| \simeq .15$ GeV^2). La situation est moins claire pour les réactions $K^{\pm}p \to K^{\circ}\pi^{\pm}\pi^{\circ}p$, les valeurs des pentes étant ici beaucoup plus voisines. La position du croisement n'est pas si bien déterminée et se situe à $|t| > .12$ GeV^2.

4.- Conséquence sur les mécanismes de production

Nous noterons d'abord que la dépendance de la pente de la section efficace différentielle en fonction de la masse

$K\pi\pi$ qui a été observée dans la production de $Q^+Q^\circ Q^\circ$ et Q^- [68], quelque soit l'énergie incidente, n'est pas expliquable si la région du Q est constituée par une seule résonance. Cette corrélation semble également se produire dans la région du L^-. Notons que ce type de variation de la pente a déjà été observé pour d'autres dissociations diffractives ($\pi \to 3\pi$, $N \to N\pi\ \pi$, $\gamma \to \pi\pi$).



Dans le cas de la photoproduction du ρ cette corrélation a été interprétée par la superposition d'un effect Deck et de la production de ρ [69].

Nous allons maintenant interpréter la présence du croisement entre les sections efficaces différentielles $Kp \to Qp$ et $\bar{K}p \to \bar{Q}p$. Nous allons montrer que, de même que dans le cas des réactions élastiques, la présence d'un croisement implique que des échanges, autres que celui du Pomeron, sont présents.

Dans le cadre d'un modèle d'échange, l'amplitude de diffusion élastique a la forme suivante :

$$\begin{aligned}
A(K^-p \to K^-p) &= A_p + A_{p'} + A_\omega + A_\rho + A_{A_2} \\
A(K^+p \to K^+p) &= A_p + A_{p'} - A_\omega - A_\rho + A_{A_2} \\
A(\bar{K}^\circ p \to \bar{K}^\circ p) &= A_p + A_{p'} + A\omega - A_\rho - A_{A_2} \\
A(K^\circ p \to K^\circ p) &= A_p + A_{p'} - A_\omega + A_\rho - A_{A_2}
\end{aligned} \qquad [12]$$

La différence de signe dans ces expressions provenant de l'isospin et de la conjugaison de charge. Dans le cas des réactions élastiques (ou diffractives) le terme A_p, correspondant au Pomeron, est supposé imaginaire et ne contribue qu'à l'amplitude d'hélicité non flip, de plus la contribution du Pomeron étant prépondérante,

nous négligeronsle carré des termes des autres échanges. On obtient :

$$\frac{d\sigma}{dt}(K^+p \to K^+p) = |A_p|^2 + 2\,A_p\,(ImA_{p'} + ImA_{A_2} - ImA_\omega - ImA_\rho)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(K^-p \to K^-p) = |A_p|^2 + 2\,A_p\,(ImA_{p'} + ImA_{A_2} + ImA_\omega + ImA_\rho)$$

La réaction K^+p étant exotique, la somme des amplitudes de Regge doit être, dans le cadre de la dégénérescence d'échange, réelle à $t = 0$ [39]. On peut donc , à t petit égaler $\frac{d\sigma}{dt}(K^+p)$ à $|A_p|^2$, alors :

$$ImA_V = (ImA_\omega + ImA_\rho) = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(K^-p) - \frac{d\sigma}{dt}(K^+p)}{4\left[\frac{d\sigma}{dt}(K^+p)\right]^{1/2}}$$

L'existence d'un croisement implique donc, dans le cadre d'un modèle de Regge, un zéro dans l'amplitude d'échange de meson vectoriels (d'hélicité non flip) à $t \simeq .15\ GeV^2$. Nous allons montrer, de même, l'existence d'échange de meson-vecteurs (ω ou ρ) dans les réactions $K^\pm p \to Q^\pm p$. Le Q ayant une spin-parité 1^+, l'écriture des expressions précédentes va être plus compliquée. Si nous notons par $\lambda(\mu)$ le changement d'hélicité au vertex baryonique (mésonique), nous obtenons en procédant comme précedemment :

$$\frac{d\sigma}{dt}(Q^+p) = \sum_{\lambda\mu}\left[|A_p^{\lambda\mu}|^2 + 2\,A_p^{\lambda\mu}\,(ImA_{p'}^{\lambda\mu} + ImA_{A_2}^{\lambda\mu} - ImA_\omega^{\lambda\mu} - ImA_\rho^{\lambda\mu})\right]$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(Q^-p) = \sum_{\lambda\mu}\left[|A_p^{\lambda\mu}|^2 + 2A_p^{\lambda\mu}\,(ImA_{p'}^{\lambda\mu} + ImA_{A_2}^{\lambda\mu} + ImA_\omega^{\lambda\mu} + ImA_\rho^{\lambda\mu})\right]$$

La différence des sections efficaces différentielles est donnée par

$$\frac{d\sigma}{dt}(Q^-p) - \frac{d\sigma}{dt}(Q^+p) = \sum_{\lambda\mu} 4A_p^{\lambda\mu}\,ImA_V^{\lambda\mu} = \sum_{\lambda\mu} 4A_p^{\lambda\mu}\left[(ImA_\omega^{\lambda\mu} + ImA_\rho^{\lambda\mu})\right]$$

Si nous supposons que l'amplitude correspondant au Pomeron varie peu en fonction du transfert, alors la partie imaginaire du terme de Regge correspondant à l'échange de meson-vecteurs, moyennée sur les hélicités, doit changer de signe à la position du croisement des sections efficaces différentielles. A t' = 0, $\lambda = \mu = 0$ l'expression précédente se simplifie et nous obtenons :

$$\frac{ImA^{\circ\circ}_{v}}{ImA^{\circ}_{p}} = \frac{r - 1}{4}$$

avec

$$r = \left[\frac{d\sigma/dt\ (Q^{-}p)}{d\sigma/dt\ (Q^{+}p)}\right]_{t=0}$$

Ce rapport est égal à 1.28 ± .12 pour l'état final $K^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}$ et à 1.26 ± .14 pour l'état final $K^{\circ}\pi^{\pm}\pi^{\circ}$. Dans le cas de la diffusion élastique, à 13 GeV/c [70] r_{el} = 1.34 ± .08.
On en déduit la valeur du rapport

$$\frac{ImA^{\circ\circ}_{v}}{imA^{\circ}_{p}}$$

qui est de 7 ± 3% pour la production de $Q^{\pm}$ à 14.3 GeV/c ce qui est compatible avec la diffusion élastique $K^{\pm}p \to K^{\pm}p$ ($\frac{ImA_v}{ImA_p}$ = 8.5 ± 2 %). Par contre, dans le cas de la production de Q° et $\overline{Q^{\circ}}$ entre 4 et 12 GeV/c, l'échange de vecteur est plus élevé ($\frac{ImA^{\circ\circ}_{v}}{ImA^{\circ}_{p}} \simeq 17\%$).

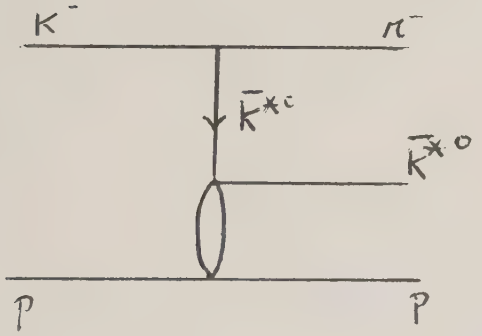
D'autre part, ce rapport ne varie pas de manière significative avec la masse $K\pi\pi$, nous en concluons donc que la contribution d'échange de vecteurs produit un système $K\pi\pi$ ayant la même allure en fonction de la masse $K\pi\pi$ que le Pomeron seul.

Nous avons montré, en comparant les productions de Q et de $\overline{Q}$, la présence d'échange de mesons vecteurs. Nous allons établir la présence d'échange d'isospin I = 1. En effet alors que la différence de pente entre les productions de Q^+ et de Q^- est $\Delta b = 1.6 \pm .3$ GeV^{-2} à 14.3 GeV/c ($\Delta b = 1.5 \pm .4$ GeV^{-2} la diffusion élastique [70] ; cette différence est $\Delta b = 5.9 \pm 1.8$ GeV^{-2} pour les productions de Q° et de $\overline{Q^\circ}$ entre 8 et 12 GeV/c [1]. Cette différence ne peut être expliquée (Cf équations [12]) que par l'échange d'isospin I = 1. Une évaluation de l'échange I = 1 sera faite dans la prochaine section.

Nous avons donc établi l'existence d'échanges de trajectoires vectorielles en plus de l'échange dominant de Pomeron à 14.3 GeV/c. La partie de la section efficace de production correspondant à l'échange de trajectoire de Regge décroissant plus vite en fonction de l'énergie que la partie correspondant au Pomeron, à fortiori ces échanges doivent être présents à plus basse énergie.

D'autre part, dans la précédente discussion nous avons supposé que le Q était un système $J^{pc} = 1^{++}$. L'existence d'un état $J^{pc} = 1^{+-}$ dans la région du Q compliquerait le formalisme que nous avons utilisé, mais ne modifierait pas nos conclusions. De même, nous avons traité la production du Q comme une somme de diagrammes d'échanges de Pomeron et de trajectoires de Regge. Dans le cadre d'un modèle d'échange de π, la diffusion élastique πp comprend des échanges de Pomeron et de trajectoires de Regge. Les différences de pente observées par la production de Q sont une conséquence des différences de pentes pour $\pi^\pm p \to \pi^\pm p$.

Notons alors que le fait que la différence des pentes soit de même signe entre Q^- et Q^+ d'une part, et, $\overline{Q^\circ}$ et Q° d'autrepart est en désaccord flagrant avec une interprétation du Q par un méchanisme de Deck dominé par l'échange de π .
Dans le cadre de ce modèle la différence des pentes de production du Q résultant de la différence des pentes des sections efficaces élastiques πp à énergie moyenne : on s'attend à ce que les Q produits par échange de π^- (Q^- et Q°) doivent être plus périphériques que les Q produits par échange de π^+ (Q^+ et $\overline{Q^\circ}$).
Les résultats obtenus avec les K° incidents sont donc incompatibles avec un modèle de Deck dominé par le diagramme d'échange de π . Notons cependant que dans le cadre d'un modèle multipériphérique, en ne considérant que le mode $Q \to K^*(890)\pi$, le diagramme correspondant à l'échange de K^* doit être également présent, mais même avec ce 2ème diagramme le modèle de Deck ne rend pas bien compte des sections efficaces différentielles observées dans la production du Q en mode neutre [71].



Notons enfin que, comme dans le cas de la diffusion élastique, nous n'avons pas observé de pic arrière dans la diffusion $K^-p \to Q^-p$, un tel pic semble être présent dans la production de Q^+ [72]. La présence de tels événements avec K^- incident corresponderait à un échange exotique.

Tout ce que nous venons de dire ne s'applique qu'à la région du Q ; en effet nous ne disposons pas de données

relatives à la réaction $K^+p \to L^+p$ ce qui rend toute étude de ce type impossible. Dans la réaction $K^\circ p$, la pente correspondante au L est plus élevée pour le $\overline{L^\circ}$ que pour le L°, ce qui nous laisse supposer que la production du L est du même type que la production du Q.

Pour terminer cette étude des sections efficaces différentielles, nous devons noter que la différence systématique entre les pentes de production des systèmes $K\pi\pi$ diffractifs dans les réactions (1) et (2) à 14.3 GeV/c, ainsi que le fait que la pente de production du Q varie beaucoup plus en fonction de l'énergie pour la réaction (1) que pour la réaction (2), peuvent s'interpréter dans le cadre du modèle de Deck. Il en est de même si le Q est formé par deux résonances. Ceci s'applique également aux réactions équivalentes avec des K^+ incidents.

C. ECHANGE D'ISOSPIN DANS LA PRODUCTION DU Q ET DU L

Nous allons commencer par déterminer la contribution de l'échange d'isospin I = 1 dans les réactions KN $\to K^*(890)\pi N$ qui sont, comme nous l'avons vu précédemment, dominés par l'échange d'amplitude d'isospin I = 0. Nous allons d'abord exposer le principe de la méthode.

1 - Principe de l'analyse

Désignons par I l'isospin échangé dans le canal t et par T l'isospin du système $K^*(890)\pi$, (cF fig. 40), les réactions $KN \to K^*\pi N$ peuvent être exprimées à l'aide de 3 amplitudes A_I^{2T} :

$$A\,(K^-p \to \overline{K}^{*o}\pi^-p) = \tfrac{1}{3}A_0^1 - \tfrac{1}{3}A_1^1 + \tfrac{1}{3\sqrt{2}}A_1^3$$
$$\to K^-\pi^+$$

$$A\,(K^-p \to \overline{K}^{*o}\pi^-p) = -\tfrac{1}{3\sqrt{2}}A_0^1 + \tfrac{1}{3\sqrt{2}}A_1^1 - \tfrac{1}{6}A_1^3$$
$$\to \overline{K}^o\pi^o$$

$$A\,(K^-p \to K^{*-}\pi^o p) = \tfrac{1}{3\sqrt{2}}A_0^1 - \tfrac{1}{3\sqrt{2}}A_1^1 - \tfrac{1}{3}A_1^3$$
$$\to \overline{K}^o\pi^-$$

$$A\,(K^-p \to \overline{K}^{*-}\pi^o n) = -\tfrac{2}{3}A_1^1 - \tfrac{1}{3\sqrt{2}}A_1^3$$
$$\to K^o\pi^-$$

$$A\,(K^-n \to \overline{K}^{*-}\pi^-p) = \tfrac{1}{\sqrt{2}}A_1^3$$
$$\to \overline{K}^o\pi^-$$

Dans ces expressions, les différents coefficients s'obtiennent à partir des coefficients de Clebsh-Gordan. La section efficace de la réaction $K^-n \to \overline{K}^o\pi^-\pi^-p$ est, à 3.9 GeV/c, environ 3 fois plus faible que celle de la réaction $K^-p \to \overline{K}^o\pi^+\pi^-n$.[73] Cette différence est encore accentuée à plus haute énergie, si nous comparons la réaction (3) à 14.3 GeV/c à la réaction $K^-n \to \overline{K}^o\pi^-\pi^-p$ à 12.6 GeV/c.[71] Et ceci, bien que la section efficace pour T = 3/2 soit favorisée d'un facteur 9 par les coefficients de Clebsh-Gordan d'isospin. Nous avons donc négligé

dans ces expressions A_1^3 devant A_1^1 et à fortiori devant A_0^1 que vous savons dominant.

En résolvant le système d'équation, nous obtenons :

$$\left|\frac{A_1^1}{A_0^1}\right| = \frac{\sqrt{(2R-1)+\cos^2\phi_{01}} - \cos\phi_{01}}{2R-1} \qquad [13]$$

Le rapport des modules des amplitudes d'échange d'isospin I = 1 et I = 0 est intégré sur tous les transferts t_{NN} et moyenné sur les différentes amplitudes d'hélicité possibles ϕ_{01} est relié dans ces conditions aux phases relatives des différentes amplitudes d'helicité.

R est donné par :

$$R = \frac{\int_{M^1}^{M^2}\left[\frac{d\sigma}{dM}(1) + \frac{d\sigma}{dM}(2)\right]dM}{\int_{M^1}^{M^2}\frac{d\sigma}{dM}(3)\,dM} \qquad [14]$$

R a été obtenu en sélectionnant dans les réactions (1), (2) et (3) les événements du type $K^*(890)\pi N$, c'est à dire tels que $.8<M(K\,)^\circ<.96$ GeV. De plus, nous n'avons pas considéré les événements tels que $|t_{pN}| \gtrsim .6$ GeV^2 et tels que :

$1.12<M\,(p\pi^+) < 1.34$ GeV Reaction (1)

$1.12<M\,(p\pi^\circ) < 1.34$ GeV Reaction (2)

$1.12<M\,(n\pi^+) < 1.34$ GeV Reaction (3)

Pour obtenir le rapport $\left|\frac{A_1^1}{A_0^1}\right|$, il nous faut faire une hypothèse supplémentaire sur cos ϕ_{01}. A 14.3 GeV/c R est de l'ordre de 40, il est de l'ordre de 8 à 3.9 GeV/c. R est donc grand devant cos ϕ_{01}, que nous avons négligé. C'est une hypothèse légitime, en effet ce terme étant une moyenne sur les transferts et les spins, il est donc à priori voisin de zéro. Une valeur cos ϕ_{01}= 1 supposerait que les deux amplitudes d'échange d'isospin sont en phases pour chaque amplitude d'hélicité, et ceci pour toutes

les valeurs possibles de t_{pN} et qu'en plus les amplitudes d'h licité sont proportionnelles : une telle éventualité est peu probable à priori.

Le rapport $|A_1^1/A_0^1|$ peut finalement être estimé raisonnablement par :

$$\left|\frac{A_1^1}{A_0^1}\right| \simeq \frac{1}{\sqrt{2R - 1}}$$

Pour terminer, nous devons remarquer que le calcul de R à l'aide de la relation [14], suppose que les interférences $K^*\rho$ sont négligeables dans les différents canaux. Il en est de même pour l'interférence $K^{*\circ}$ K^{*-} dans la réaction (2), cette dernière hypothèse est implicite dans l'expression [13].

2 - Détermination de la proportion d'échange d'isospin I = 1

Les valeurs du rapport $|A_1^1/A_0^1|$ déterminées pour différents intervalles de masse $K\pi\pi$ sont données pour les 2 énergies, dans la fig. 40. En dessous de 1.5 GeV, ce rapport est égal à 15± 3% à 14.3 GeV/c et à 28± 3% à 3.9 GeV/c. Une grande partie de ce rapport provient de la région du $K^*(1420)$ dont la production par échange de charge (échange de π) a été trouvée important dans le mode $K^*(1420) \to K_\pi$ [49]. Si nous nous limitons au seuil $K^*(890)\pi$ ($M(K\pi\pi)$ 1.3 GeV), la valeur de ce rapport est de (25± 2)% à 3.9 GeV/c et (10± 3)% à 14.3 GeV/c.

Nous pouvons donc conclure que l'échange d'isospin I = 1 contribue à la production du système diffractif $K^*(890)\pi$ (c'est à dire l'état Q 1^+)*. Le rapport $\left|\frac{A_1^1}{A_0^1}\right|$ décroit en fonction de l'énergie, c'est à quoi l'on s'attend dans le cadre du modèle de Regge, si l'échange de I = 0 est dominé par le Pomeron. Cette conclusion semble d'ailleurs s'appliquer pour

---

* Ceci suppose implicitement que les basses masses $K^\circ\pi^+\pi^-$ sont dominées par un système 1^+

tout le système $K\pi\pi$, la proportion d'échange d'isospin I = 1 semblant encore plus importante dans la région du L.

Dans les diffusions élastiques KN et πN, la proportion d'échange d'isospin I = 1, moyennée sur t, est donnée par :

$$\left|\frac{A_1}{A_0}\right|_{K\bar{N}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma(K^-p \to \bar{K}^0 n}{\sigma(K^-p \to K^-p}} \quad \text{et} \quad \left|\frac{A_1}{A_0}\right|_{\pi N} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\sigma(\pi^-p \to \pi^0 n)}{\sigma(\pi^-p \to \pi^-p)}}$$

Les valeurs de ces rapports à 14 GeV/c sont respectivement 5%[74, 75] et 3%[76]. Les proportions d'échange d'isospin I = 1 dans la production du Q et dans la diffusion élastique KN sont donc aussi importantes que dans la diffusion élastique πN où l'échange de A_2 est interdit. Le croisement trouvé dans ce processus ainsi que dans la production de A_1 suggère que l'échange d'isospin I = 1 (c'est à dire le ρ) peut aussi contribuer à expliquer le croisement observé dans la production de Q.

En conclusion de cette étude des amplitudes d'échange d'isospin, nous avons montré que l'échange d'isospin I = 1 (ρ A_2) contribuait de manière non négligeable à la production des systèmes diffractifs $K^*(890)\pi$. Cet échange pourrait expliquer la différence des pentes observées entre les distributions $d\sigma/dt$ pour les productions de $Q^-(Q^+)$ et $\overline{Q^0}$ (Q^0).

3 - Production du Q par échange d'Isospin dans la réaction $K^-p \to K^-p\pi^+\pi^-\pi^0$ (4)

Nous avons mis en évidence une contribution d'isospin I = 1 dans les réactions $K^-p \to Q^-p$ et $K^-p \to L^-p$ à 14.3 GeV/c, il est naturel d'espérer observer alors les réactions $K^-p \to Q^-\Delta^+$ et $K^-p \to L^-\Delta^+$ qui nécessitent l'échange

de particules d'isospin I = 1. Nous avons donc pour cela considéré la réaction (4).

La fig. 41 montre la masse effective $p\pi^\circ$ pour les évènements précédemment définis, nous constatons la présence d'événements du type $\Delta^+(1236) \to p\pi^\circ$, nous notons également des accumulations d'événements autour de 1470 et 1700 MeV qui sont des résonances N^* d'isospin 1/2, qui peuvent donc être produits diffractivement. Ce pic est toujours présent si nous sélectionnons les événements dans la région du $K^{*\circ}(890)$, c'est à dire tels que $.80 < M(K^-\pi^+) < .96$ GeV (cF fig. 41), ces événements représentent approximativement 70% des événements tels que $M(K^-\pi^+\pi^-) < 2.0$ GeV et $|t_{K^-\pi^+\pi^-}| < .6$ GeV^2, la présence de $\Delta^+(1236)$ subsiste même si nous nous limitons aux masses $K^*(890)\pi$ voisines du seuil, c'est à dire en dessous de 1.30 GeV, or nous avons vu (section II D 3) que l'état de spin-parité dominant dans cette région était 1^+. le Q peut être produit de manière autre que diffractive. De plus, les événements qui ont une masse (p_{π°) incompatible avec le $\Delta^+(1236)$ peuvent être dans un état d'isospin I = 1/2. Ce nombre d'événements est du même ordre de grandeur que le signal du $\Delta^+(1236)$ (cF fig. 41).

Notons d'ailleurs, que cela n'exclut par forcément un mécanisme d'échange de π, en effet, la diffusion élastique πp au vertex du proton peut être remplacée par la réaction inélastique $\pi^- p \to \pi^- \Delta^+$. Cependant, dans le modèle de Deck, il n'y a une "bosse" du seuil $K^*(890)\,\pi$ que si la diffusion au vertex du proton a lieu à petit transfert[77]. Or, à moyenne énergie la diffusion $\pi^- p \to \pi^- \Delta^+$ est beaucoup moins périphérique que la diffusion élastique $\pi^- p$. On ne s'attend donc pas, dans le cadre de ce modèle à observer le même effet de seuil $K^{*\circ}(890)\,\pi^-$

dans les réactions (1) et (4). Il nous est difficile de conclure sur ce point, compte tenu de notre statistique actuelle.

D. Test de la conservation de l'hélicité dans la production du système $K\pi\pi$.

Après avoir précisé les mécanismes d'échange responsables de la production du Q et du L, nous allons discuter la question de la conservation de l'hélicité. Pour cela, nous allons revenir aux résultats de la section IID1. Le K^- incident ayant un spin 0, le fait que les moments $\langle y_\ell^m \rangle$ de la normale avec $m \neq 0$ soient tous nuls dans le système de Gottfried-Jackson, suggère que la projection du spin sur la direction du K^- incident se conserve dans la production des systèmes $K\pi\pi$ diffractifs. Cette propriété est la conservation de l'hélicité dans la voie t. Si, au lieu de choisir, dans le centre de masse du système $K\pi\pi$, la direction du K incident comme axe Oz, on prend la direction du proton sortant, on obtiendra alors l'hélicité dans la voie s.

1) Rappel de la situation expérimentale et principe de l'analyse.

Il a été établi, dans les réactions de photoproduction $\gamma p \to \rho^0 p$ et $\gamma p \to \omega p$ que l'hélicité était conservée dans la voie s.[62] Cela semble également une bonne approximation dans la diffusion élastique πN, où l'amplitude d'hélicité flip est très petite par rapport à l'amplitude d'hélicité non-flip.[78] Ces études ont conduit à se demander si la conservation de l'hélicité dans la voie s n'était pas une propriété de l'échange de Pomeron.[79]

D'autre part, il a été suggéré que, dans les réactions de dissociations diffractives, c'était au contraire l'hélicité dans la voie t qui était conservée.[80] Mais la situation expérimentale à ce sujet n'est pas très claire, de nombreux auteurs ont montré que la conservation de l'hé-

licité n'était pas vérifiée par leurs données.[81,82] La situation est particulièrement confuse dans les réactions $K^-p \to (K\pi\pi)^-p$ où après avoir été établie,[83,84] la conservation de l'hélicité dans la voie t ne semble pas vérifiée.[82] En tout cas, la conservation de l'hélicité dans la voie t (TCHC) semble une meilleure approximation que la conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC) dans les réactions de dissociations diffractives.[68]

Nous allons maintenant décrire brièvement la méthode que nous avons employée :

Le K^- incident ayant un spin nul, si l'hélicité est conservée dans un système, on doit avoir, pour le méson émergent $\rho_{00} = 1$ dans le système correspondant, quelque soit le spin de ce méson étrange. Ceci est une condition nécessaire et suffisante. D'une manière plus générale, seuls les états $|JO\rangle$ étant peuplés, quelque soient les états de spin-parités présents dans le système diffractif $K\pi\pi$, l'état final $K\pi\pi$ ne doit présenter aucune dépendance azimutale dans le référentiel considéré. Ceci n'est qu'une condition nécessaire.[85] Cette méthode étant indépendante de toute hypothèse de spin parité, c'est celle que nous avons utilisée; on peut remarquer en effet que la présence d'un fond 0^- sous l'état 1^+ dominant aura pour effet de diminuer ρ_{00}. On aura donc $\rho_{00} < 1$ même si l'hélicité est conservée.[86]

2) Hélicité dans la voie s.

Nous avons calculé les moments $\langle Y_\ell^m \rangle$ de la normale au plan de désintégration en fonction de la masse $M(K\pi\pi)$ dans le système d'hélicité (Oz est suivant la direction opposée

du proton sortant, Oy normal au plan de production). Les moments $\langle \mathrm{Re}\ Y_2^1 \rangle$ et $\langle \mathrm{Re}\ Y_4^1 \rangle$ sont donnés pour les réactions (1) et (2), aux 2 énergies, dans les figures 42a,b et 43. Le fait que $\langle \mathrm{Re}\ Y_2^1 \rangle$ soit systématiquement différent de zéro indique clairement que des états avec Mz $\neq$ 0 sont produits. Cette non conservation de l'hélicité dans la voie s indique que SCHC n'est pas une propriété universelle du Pomeron.

La non conservation de l'hélicité dans la voie s a déjà été observée dans les réactions diffractives $\pi^- p \to A_1^+ p$ [82] et $K^+ p \longrightarrow Q^{++} p$ à plusieurs énergies.[81] Par ailleurs, nos résultats sont compatibles avec ceux obtenus avec des K^- incidents à 8.25GeV/c[83] et à - 10.1GeV/c.[82,84]

3) Hélicité dans la voie t.

La situation expérimentale comme nous l'avons vu, est complexe en ce qui concerne TCHC. Alors qu'elle est exclue pour la réaction $K^+ p \to Q^+ p$, les résultats sont contradictoires dans la réaction $K^- p \to Q^- p$, suivant que la méthode est fondée sur le calcul des éléments de matrice densité ou non.

Nous avons vu à 3.9 GeV/c, comme à 14.3 GeV/c, que les moments des harmoniques sphériques de la normale au plan de désintégration avec m $\neq$ 0, sont tous nuls. Ceci suggère une possible conservation de l'hélicité dans la voie t pour des masses $K\pi\pi$ inférieures à 20GeV. Si cette hélicité est conservée, la direction de K incident doit être un axe de symétrie cylindrique pour le système $K\pi\pi$. Mais nous pouvons choisir aussi un autre analyseur que la normale, nous avons pris le π^+ dans la réaction (1), pour

lequel il n'y a pas de problème d'ambiguïté. Par analogie, nous avons choisi le π^- dans la réaction (2). La conservation de la parité se traduit dans ce cas par $<\text{Im } y_L^m> = 0^- L$ (cF appendice A). Nous n'avons pas considéré les données à 3.9GeV/c à cause de la forte présence de Δ^{++}. Les moments $<\text{Re } Y_2^1>$ et $<\text{Re } Y_4^1>$ obtenus sont donnés dans la figure 42cd. Le moment $\text{Re } Y_2^1$ est systématiquement différent de zéro dans la région du Q, les 2 réactions. De même $<\text{Re } Y_4^1>$ bien que petit, est non nul dans la région du L (en dessous de 1.8GeV) dans la réaction (1). Nous pouvons remarquer qu'on ne peut pas exclure la conservation de l'hélicité t dans la région du L, dans la réaction (2). Ces moments ont été calculés après coupure en transfert $|t|<.6$ GeV^2 et après avoir enlevé le Δ (1236). Nous constatons (figure 42c) que la violation de TCHC dans la région du Q, n'est pas causée par cette coupure qui peut, comme nous l'avons vu, biaiser les distributions angulaires.

En conclusion, nos données sont incompatibles avec TCHC dans la région du Q. Il semble en être de même dans la région du L. Cependant, cette violation est difficile à chiffrer quantitativement sans faire une analyse en ondes partielles.

E. COMPARAISON DU SYSTEME $(K\pi)^\circ$ DANS LES REACTIONS $K^-p \to K^-p\pi^+\pi^-$ ET $K^+p \to K^+\pi^-\Delta^{++}$

Après avoir étudié le problème de la conservation de l'hélicité dans la production des systèmes $K\pi\pi$, nous allons nous intéresser à la désintégration du sous-système $K^-\pi^+$. Dans cette section, nous nous limiterons à la réaction (1) à 14.3 GeV/c, dans la réaction (2) la présence de deux états de charge du K^* rend plus difficile l'interprétation des moments $\langle Y_L^m \rangle$ de la désintégration du sous-système $K\pi$, en particulier les moments d'ordre impair. Il en est de même pour les réactions à 3.9 GeV/c à cause des nombreuses contaminations, et pour la réaction (4) à 14.3 GeV/c.

Avant de calculer ces moments, nous allons examiner à ce sujet, les prédictions des deux principaux modèles en présence, c'est-à-dire :

i) 2 résonances produites diffractivement

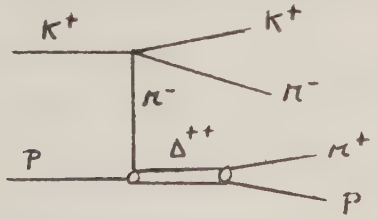
ii) mécanisme d'échange de π du type Deck (cF fig. de la section II E4).

Dans le premier cas, si le Q et le L sont des résonances 1^+ et 2^- se désintégrant par l'intermédiaire d'ondes S en $K^*(890)\pi$ et $K^*(1420)\pi$ respectivement, et, si l'hélicité est conservée dans la voie t, c'est-à-dire que l'on a $\rho_{oo}^{GJ}(K\pi\pi) \simeq 1$, on peut montrer que $\rho_{oo}^{GJ}(K^-\pi^+) \simeq 1$ [87]. L'inverse étant vrai, à condition que les résonances $K\pi\pi$ se désintègrent près du seuil, ce qui est le cas. Avec ces hypothèses, les valeurs des moments $\langle Y_L^o \rangle$ d'ordre pairs, proportionnels à $\rho_{oo}^{GJ}(K^-\pi^+)$, ont la même valeur pour des résonances se désintégrant par une onde S et pour un mécanisme d'échange de π.

En effet, dans le cadre d'un mécanisme du type Deck, la matrice densité du système Kπ, résonnant ou non, est donnée par le modèle d'échange de π, c'est-à-dire $\rho_{oo}^{GJ}(K^-\pi^+) = 1$. D'une manière générale, la distribution angulaire de désintégration du sous-système Kπ, après extrapolation du pôle du π (tpp = m_π^2), doit être la distribution correspondant à la diffusion élastique Kπ. Cette diffusion a été beaucoup étudiée dans la réaction.

$$K^+p \to K^+\pi^-\Delta^{++} \quad (8)$$

qui est bien décrite par le diagramme ci-contre.[60, 61] Pour vérifier que nos données sont compatibles avec un modèle d'échange de π, nous allons comparer les moments $\langle Y_L^0 \rangle$ du système $K^-\pi^+$ (quand le système Kππ est dans la région diffractive) avec les moments correspondants, calculés dans la réaction (8).



Pour sélectionner le système diffractif Kππ (en nous limitant aux masses $K^-\pi^+\pi^-$ inférieures à 2,5 GeV) et pour favoriser la contribution du diagramme d'échange de π nous avons appliqué les coupures suivantes à nos données :

$$|t_{K^- \to K^-\pi^+\pi^-}| < .5 \text{ GeV}^2$$

$$\mathbf{M}(K^-\pi^+) < 1.6 \text{ GeV}$$

$$|t_{K^- \to K^-\pi^+}| < .5 \text{ GeV}^2$$

Nous n'avons pas effectué de coupure sur la masse $p\pi^+$, afin de ne pas biaiser les distributions angulaires du système $K^-\pi^+$. Le spectre de masse effective $K^-\pi^+\pi^-$ est donné dans la fig. 44, les signaux du Q et du L sont clairement

visibles. Si nous définissons les régions du Q et du L respectivement par $M(K^-\pi^+\pi^-)<1.5$ GeV et $1.5<M(K^-\pi^+\pi^-)<2.0$ GeV avec $|tpp|<.5$ GeV^2 et Δ^{++} exclu, les coupures retiennent à peu près 60% des événements dans la région du Q et 50% des évènements dans la région du L. La cause principale de cette perte d'évènements vient de la coupure $t_{K\to K\pi}$, effectuée essentiellement pour favoriser la contribution d'échange de π. Rappelons qu'après ces coupures, (cF fig. 29) les présences de $\Delta^{++}(1236)$ et de ρ° sont négligeables.

Les moments $\langle Y_L^\circ \rangle$ pour le système $K^-\pi^+$ sont donnés sur la fig. 45 et comparés aux moments correspondants pour le système $K^+\pi^-$ de la réaction (8). Ces moments ont été calculés à partir des données accessibles des expériences K^+p à 10.1 et 12.7 GeV/c. Ces moments sont calculés dans le centre de masse du système $K\pi$ par rapport au référentiel de Gottfried-Jackson (le K étant choisi comme analyseur). Les 2 séries de moments de la fig. 45 sont des moments hors de la couche de masse du π,limités à la région de transfert $|t_{K\to K\pi}|<.5$ GeV^2. La différence essentielle entre eux est que dans la réaction (8), les événements sont sélectionnés dans la région du Δ^{++} ($1.14<M(p\pi^+)<1.36$ GeV) afin de favoriser l'échange de π, tandis que dans la réaction (1) le spectre $p\pi^-$ couvre toute la région de masse.

Nous constatons une grande similitude entre les deux séries de moments montrés sur la fig. 45, à la fois qualitative et quantitative, bien que la détermination de ces moments soit peu précise. En particulier, les moments provenant d'interférences entre différentes ondes partielles

$K\pi$ comme $\langle Y_1^0 \rangle$ et $\langle Y_3^0 \rangle$ sont compatibles dans les deux réactions, alors qu'ils n'ont aucune raison de l'être si le Q et le L sont constitués par des résonances diffractives. Cette similitude suggère que dans les 2 réactions, nous sommes en présence du même mécanisme de production par échange de π. Ceci est le cas, même si on se limite à la région du Q (fig. 46). Il est d'ailleurs important de noter que nous ne comparons ici que des moments hors de la couche de masse. Dans un modèle d'échange de π, ce sont les moments extrapolés sur la couche de masse du π qui doivent être égaux. Ainsi, les légers désaccords entre les 2 séries de moments (par exemple dans $\langle Y_2^0 \rangle$ pour $M(K\pi) \sim 1.25$ GeV) peuvent être expliqués par des dépendances différentes en fonction de $t_{K \to K\pi}$ des deux séries de moments. De même, les distributions $d\sigma/dt$ peuvent être différentes dans les réactions (1) et (8). Dans cet ordre d'idée, dans le cadre d'un modèle d'échange de π, $\langle \text{Re } Y_1^1 \rangle = \langle \text{Re } Y_2^1 \rangle = 0$ pour $t_{K \to K\pi} = m_\pi^2$, c'est ce qui a été observé dans la réaction (8). par contre, pour des transferts petits, ces deux moments, bien que petits, ne sont pas rigoureusement nuls (cF. Fig. 45).

A ce propos, il est intéressant de noter que, bien que TCHC n'ait pas été vérifiée dans la région du Q, le $K^*(890)$ présente un alignement presque parfait sur le K^- incident : $\langle \text{Re } Y_1^1 \rangle = .01 \pm .02$ et $\langle \text{Re } Y_2^1 \rangle = .01 \pm .02$, comme on s'y attend si le $K^*(890)$ est produit par échange de π. Dans la région du $K^*(1420)$, les problèmes de fond (cF. section II D 4) rendent une telle observation difficile.

En conclusion, la grande similitude entre les moments $K\pi$ calculés dans la réaction $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^-$ et dans la réaction $K^+ p \to K^+ \pi^- \Delta^{++}$, suggère qu'un processus d'échange de du type Deck contribue à la production du système $K\pi\pi$.

En effet, dans le cadre du modèle de deux résonances que nous avons évoquées dans la section II E 4, bien que TCHC ne soit pas tout à fait vérifiée, et qu'il existe des états spin-parité autres que 1^+ et 2^-, dans les régions du Q et du L, on s'attend compte tenu des erreurs, à ce que les moments d'ordre pairs soient voisins dans les réactions (1) et (8). Par contre, le moment $\langle Y_l^0 \rangle$ n'a aucune raison d'être le même, en signe et en valeur absolue dans les réactions (1) et (8).

F. CONCLUSIONS SUR LA 3ème PARTIE

De l'étude des mécanismes de productions du Q et du L, il ressort les points suivants :

i) La production du Q et du L présente les 2 caractéristiques principales de la diffraction, c'est-à-dire une diffusion à petit transfert avec une section efficace totale décroissant lentement en fonction de l'impulsion incidente.

ii) En plus de l'échange dominant de Pomeron, le Q et le L sont produits par d'autres échanges, en particulier d'isospin I = 1.

iii) Bien qu'il ne puisse rendre compte du croisement des distributions $d\sigma/dt$ correspondants aux réactions $K^\circ p \to Q^\circ p$ et $\overline{K}^\circ p \to \overline{Q}^\circ p$, un modèle d'échange de π rend bien compte des distributions angulaires de désintégrations du sous-système $K^- \pi^+$.

LEGENDE DES FIGURES DE LA 3ème PARTIE

-:-:-:-:-:-

Figure 36 - Dépendance en fonction de l'impulsion incidente de $\frac{d\sigma}{dM(K^-\pi^+\pi^-)}$ pour 5 intervalles de masse $M(K\pi\pi)$. A chaque énergie, le $\Delta^{++}(1236)$ a été enlevé. Les droites correspondent aux ajustements $\frac{d\sigma}{dM} \sim p_{Lab}^{-n}$.

Figure 37 - Distribution dN/dt_{Np} pour les réactions (1), (2) et (3) à 14.3 GeV/c pour $1.0 < M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV. Les ajustements de Ae^{bt} ont été effectués dans l'intervalle : $.03 < |t_{pN}| < .4$ GeV^2.

Figure 38 - Dépendance en fonction de la masse et de l'énergie de la pente b des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt}$ à 14.3 GeV/c (traits pleins) et à 3.9 GeV/c (pointillés). A chaque énergie, les ajustements ont été réalisés sur les événements tels que $|t_{pp}| < .4$ GeV^2 et après exclusion du Δ^{++} (ou du Δ^+).

Figure 39 - Ajustement des distributions $\frac{d^2\sigma}{dt\, dM(K\pi\pi)}$ pour $1.0 < M(K\pi\pi) < M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV pour les réactions $K^\pm p \to K^\pm p\, \pi^+\pi^-$ (a) et $K^\pm p \to K^\circ p\, \pi^\pm\pi^\circ$ (b), à 14.3 et 12 GeV/c . Les ajustements ont été réalisés dans le même intervalle $0 < |t_{pp}| < .4$ GeV^2 avec les coupures suivantes : $M(p\pi^{\pm\circ}) > 1.5$ GeV dans les réactions avec K^- et $M(p\pi^+) > 1.5$ GeV dans

les réactions avec K^+. La zone hachurée correspond aux valeurs extrêmes des paramètres A et B.

Figure 40 - Rapport du module des amplitudes $|\frac{A_1^1}{A_1^1}|$ pour plusieurs intervalles de masse $K^*(890)\pi$ à 14.3 GeV/c (traits pleins) et 3.9 GeV/c (pointillé).

Figure 41 - Spectre de masse $p\pi^\circ$ à 14.3 GeV/c dans la réaction (4), pour les événements tels que $M(K^-\pi^+\pi^-)<2.0$ GeV et $t_{p\to p\pi^\circ}< .6$ GeV^2. La distribution en pointillé correspond aux événements tels que $.8 < M(K^-\pi^+)<.96$ GeV et la zone hachurée aux événements avec cette coupure et en plus, $M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.3$ GeV.

Figure 42 - a)b) Moments des harmoniques sphériques $\langle \text{Re } Y_2^1\rangle$ et $\langle \text{Re } Y_4^1\rangle$ de la distribution angulaire de la normale au plan $K\pi\pi$ dans le système d'hélicité pour les réactions (1) et (2) à 14.3 GeV/c avec Δ enlevé et $|t_{pp}| < .6$ GeV^2.
c)d) Moments des harmoniques sphériques $\langle \text{Re } Y_2^1\rangle$ et $\langle \text{Re } Y_4^1\rangle$ des distributions angulaires du π^+ et du π^- respectivement dans les réactions (1) et (2), avec les mêmes coupures que précédemment. Les moments en pointillé incluent le Δ.

Figure 43 - Moments des harmoniques sphériques $\langle \text{Re } Y_2^1\rangle$ et $\langle \text{Re } Y_4^1\rangle$ de la distribution angulaire de la normale au plan $K\pi\pi$ dans le système d'hélicité pour les réactions (1) et (2) à 3.9 GeV/c. Ces

moments ont été calculés après coupure H et pour $|t_{pp}| < .6$ GeV^2.

Figure 44 - Spectre de masse $K^-\pi^+\pi^-$ à 14.3 GeV/c après les coupures suivantes : $|t_{pp}| < 5$ GeV^2 et $|t_{K^-} \to K^-\pi^+| < .5$ GeV^2.

Figure 45 - Moments des harmoniques sphériques de la distribution angulaire de désintégration des systèmes $K^\pm\pi^\mp$ dans le système de G.J. pour les événements tels que $|t_{K\to K\pi}| < .5$ GeV^2. Nous avons, en plus, sélectionnés dans la réaction (1) à 14.3 GeV/c les événements pour lesquels $|t_{pp}| < .5$ GeV^2, $M(K^-\pi^+) <$ 1.6 GeV et $M(K^-\pi^+\pi^-) < 2.5$ GeV. Nous avons utilisé les données des réactions $K^+p \to K^+\pi^-p\,\pi^+$ à 10.1 et 12.7 GeV/c pour les événements tels que $1.12 < M(p\pi^+) < 1.34$ GeV.

Figure 46 Moments des harmoniques sphériques de la distribution angulaire de désintégration du système $K^-\pi^+$ dans la réaction (1) à 14.3 GeV/c avec les coupures suivantes : $M(K^-\pi^+\pi^-) < 1.45$ GeV et $|t_{K\to K\pi}| < .8$ GeV^2.

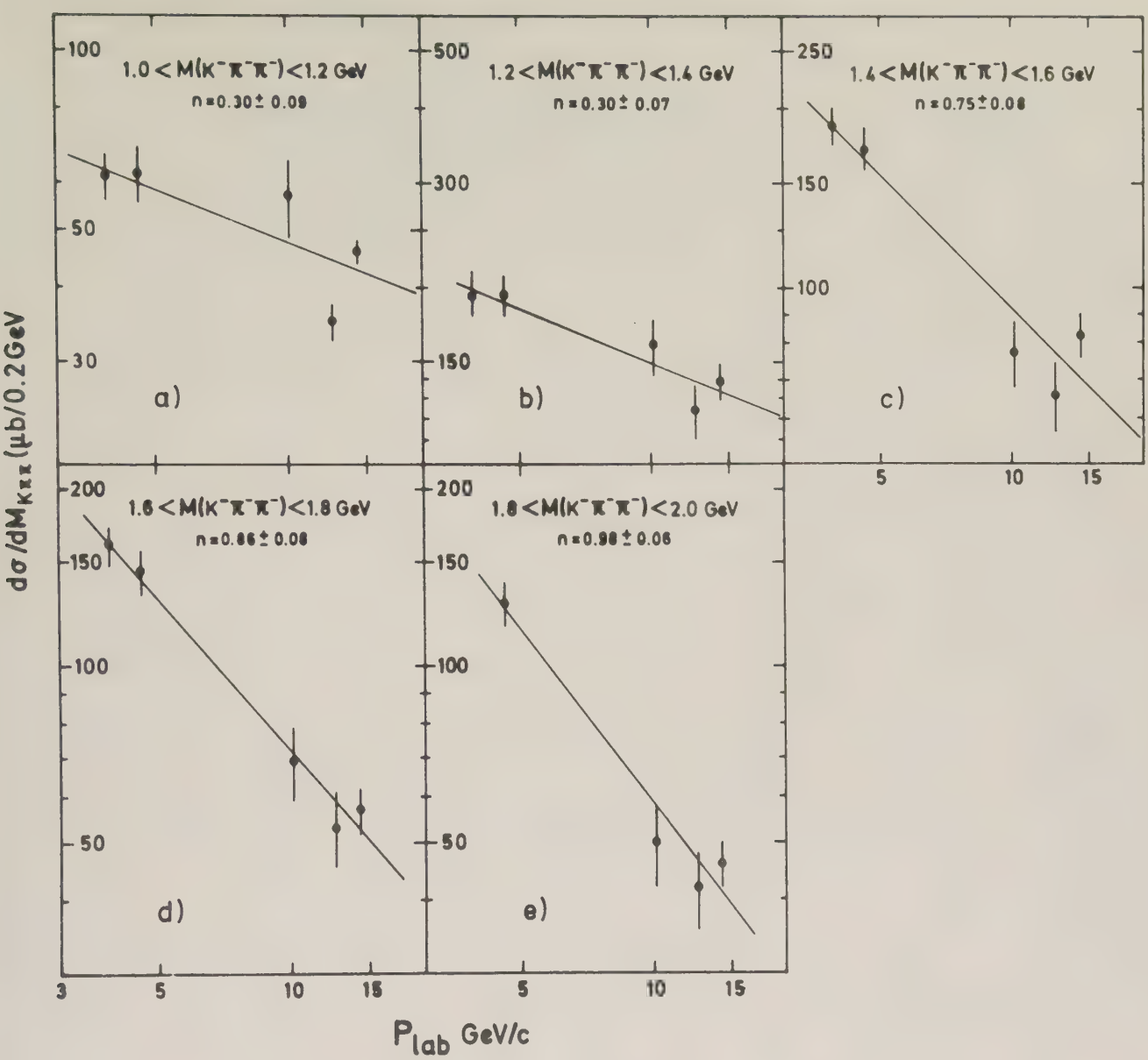

1.0 < M(K⁻π⁻π⁻) < 1.2 GeV
n = 0.30 ± 0.09
a)
1.2 < M(K⁻π⁻π⁻) < 1.4 GeV
n = 0.30 ± 0.07
b)
1.4 < M(K⁻π⁻π⁻) < 1.6 GeV
n = 0.75 ± 0.08
c)
1.6 < M(K⁻π⁻π⁻) < 1.8 GeV
n = 0.86 ± 0.08
d)
1.8 < M(K⁻π⁻π⁻) < 2.0 GeV
n = 0.98 ± 0.06
e)
dσ/dM_Kππ (μb/0.2GeV
P_lab GeV/c

Fig. 36

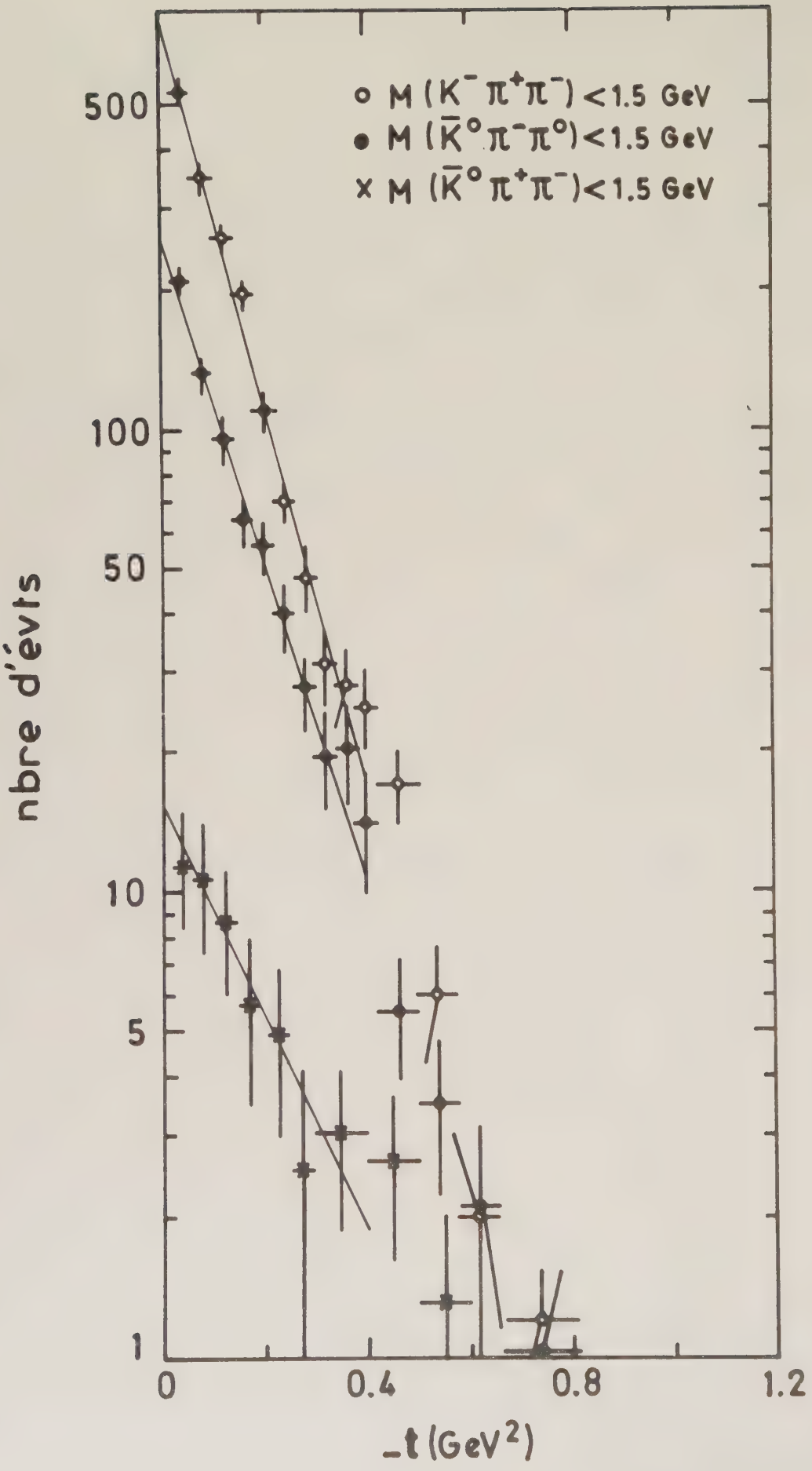

o M (K⁻π⁺π⁻) <1.5 GeV
• M (K̄°π⁻π°) <1.5 GeV
× M (K̄°π⁺π⁻) <1.5 GeV
500
100
50
10
5
1
nbre d'évts
0
0.4
0.8
1.2
-t (GeV²)

Fig. 37

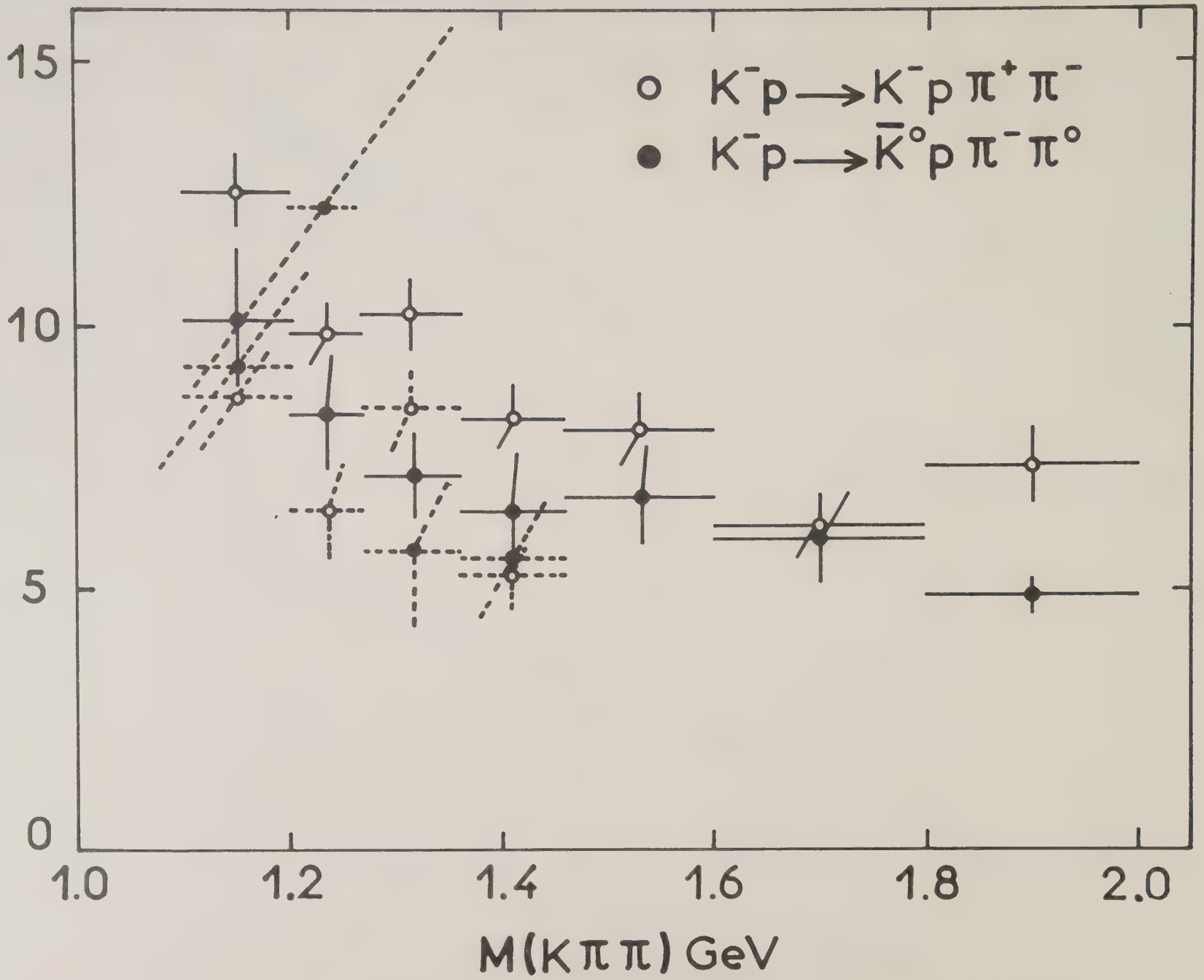

15
10
5
0
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
2.0
M(Kππ) GeV
B GeV^{-2}
○ $K^-p \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$
● $K^-p \rightarrow \bar{K}^0p\pi^-\pi^0$

Fig. 38

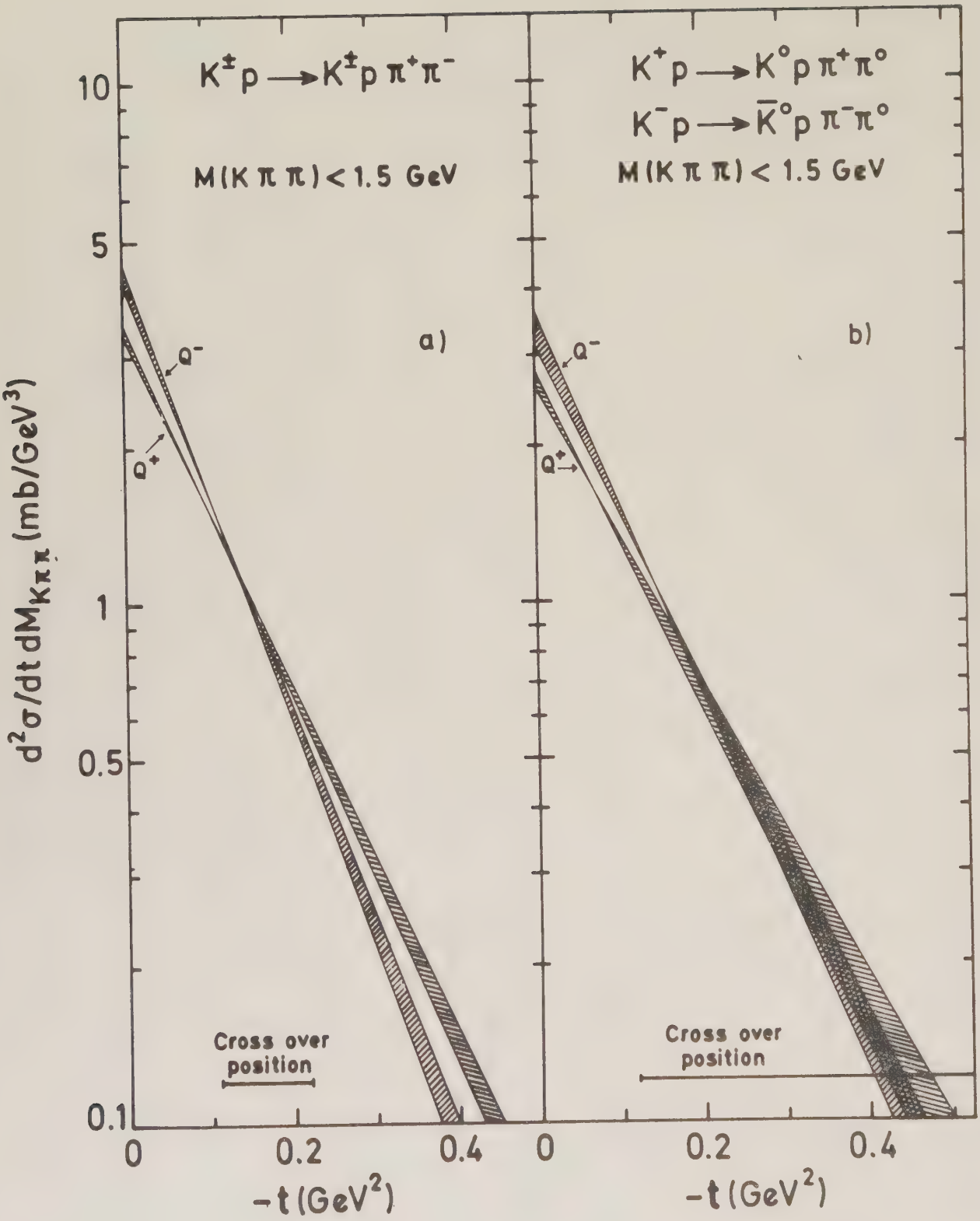

$K^{\pm}p \rightarrow K^{\pm}p\,\pi^+\pi^-$
$M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV
a)
Q^-
Q^+
Cross over position
$K^+p \rightarrow K^0p\,\pi^+\pi^0$
$K^-p \rightarrow \bar{K}^0p\,\pi^-\pi^0$
$M(K\pi\pi) < 1.5$ GeV
b)
Q^-
Q^+
Cross over position
$d^2\sigma/dt\,dM_{K\pi\pi}$ (mb/GeV^3)
10
5
1
0.5
0.1
0
0.2
0.4
$-t$ (GeV^2)

Fig. 39

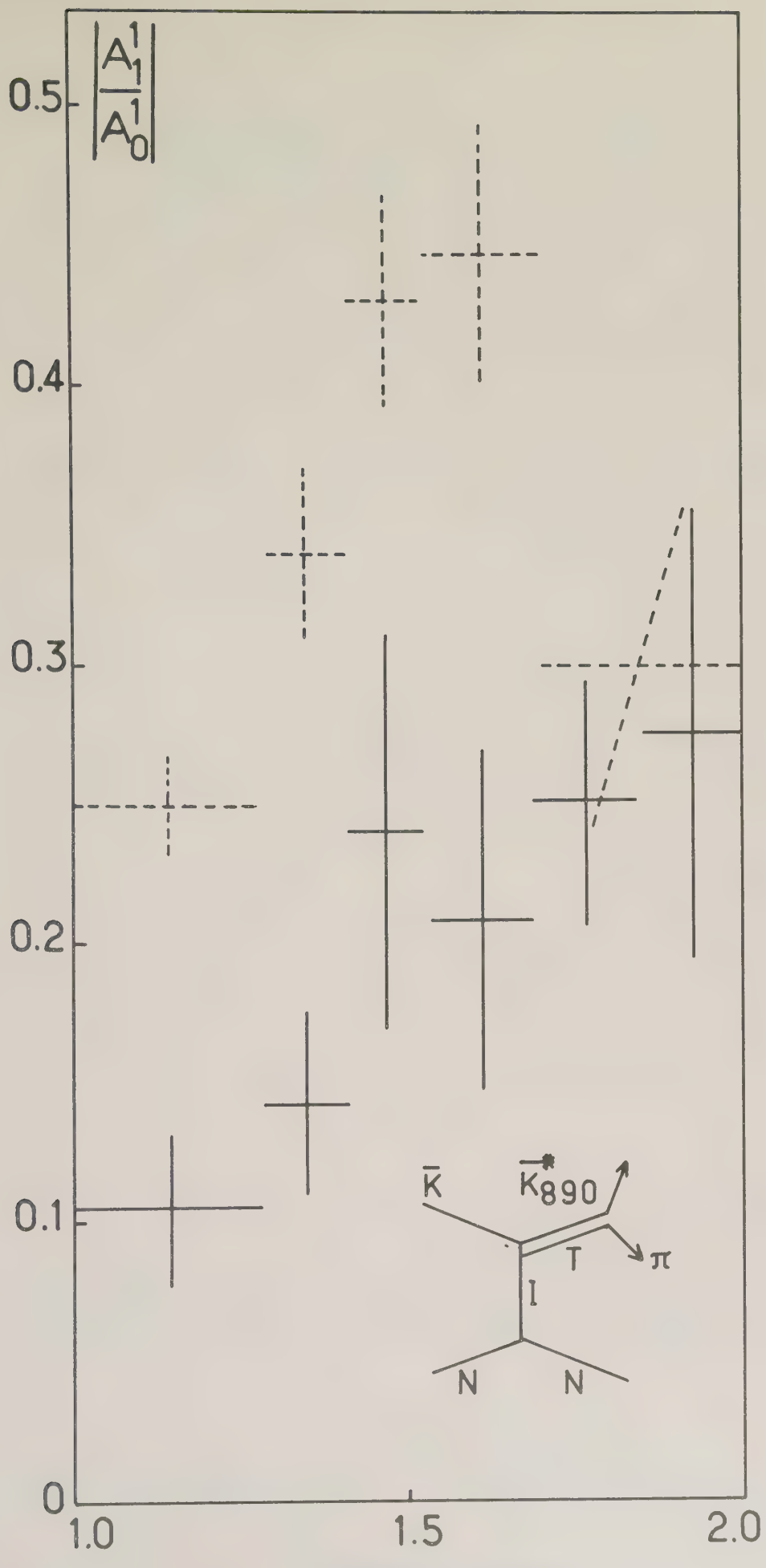

$\left|\frac{A_1^1}{A_0^1}\right|$
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
1.0
1.5
2.0
M(Kππ) GeV
$\bar{K}$
$\vec{K}^*_{890}$
T
π
I
N
N

Fig. 40

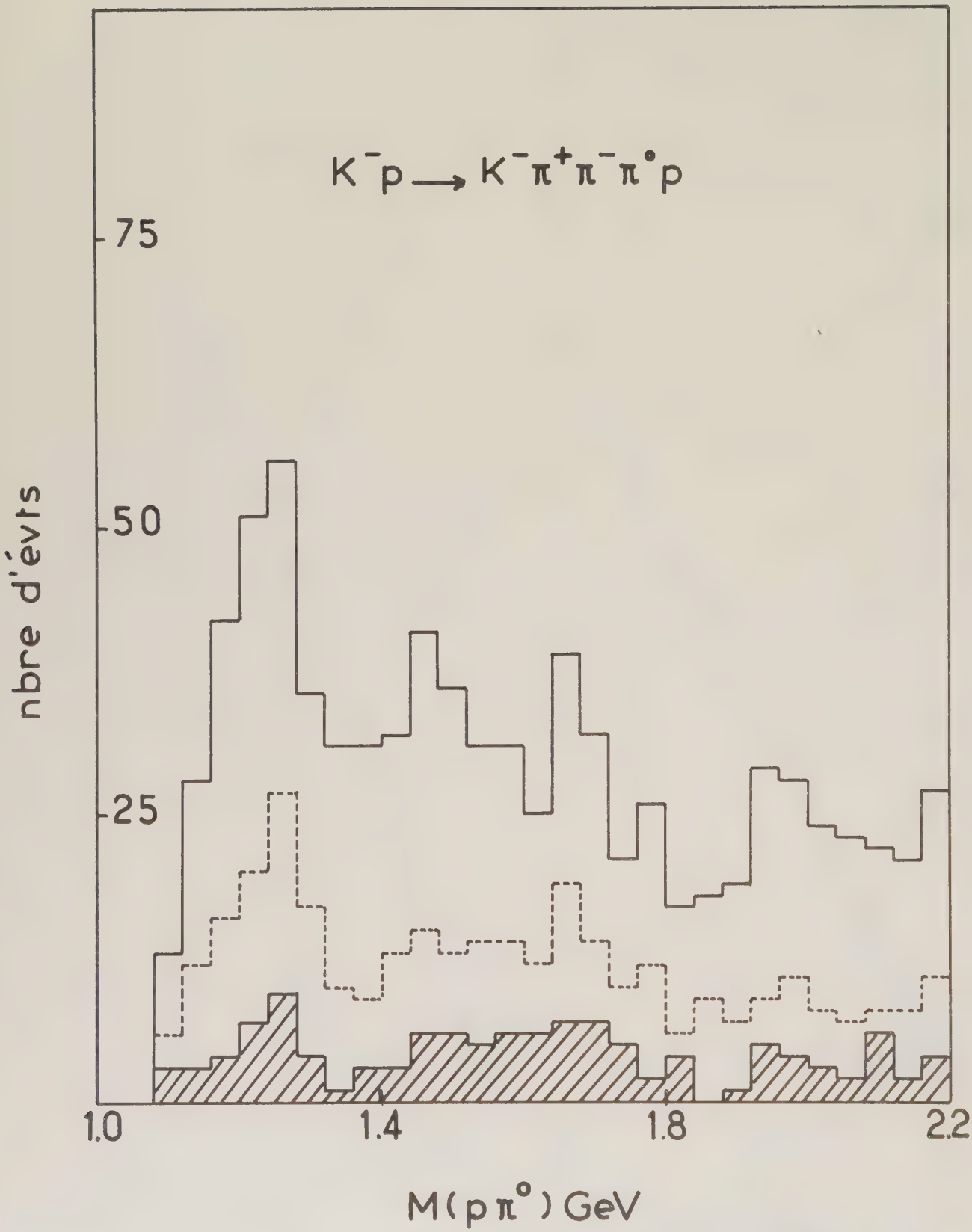

$K^- p \longrightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^\circ p$
75
50
25
nbre d'évts
1.0
1.4
1.8
2.2
M(p π°) GeV

Fig.41

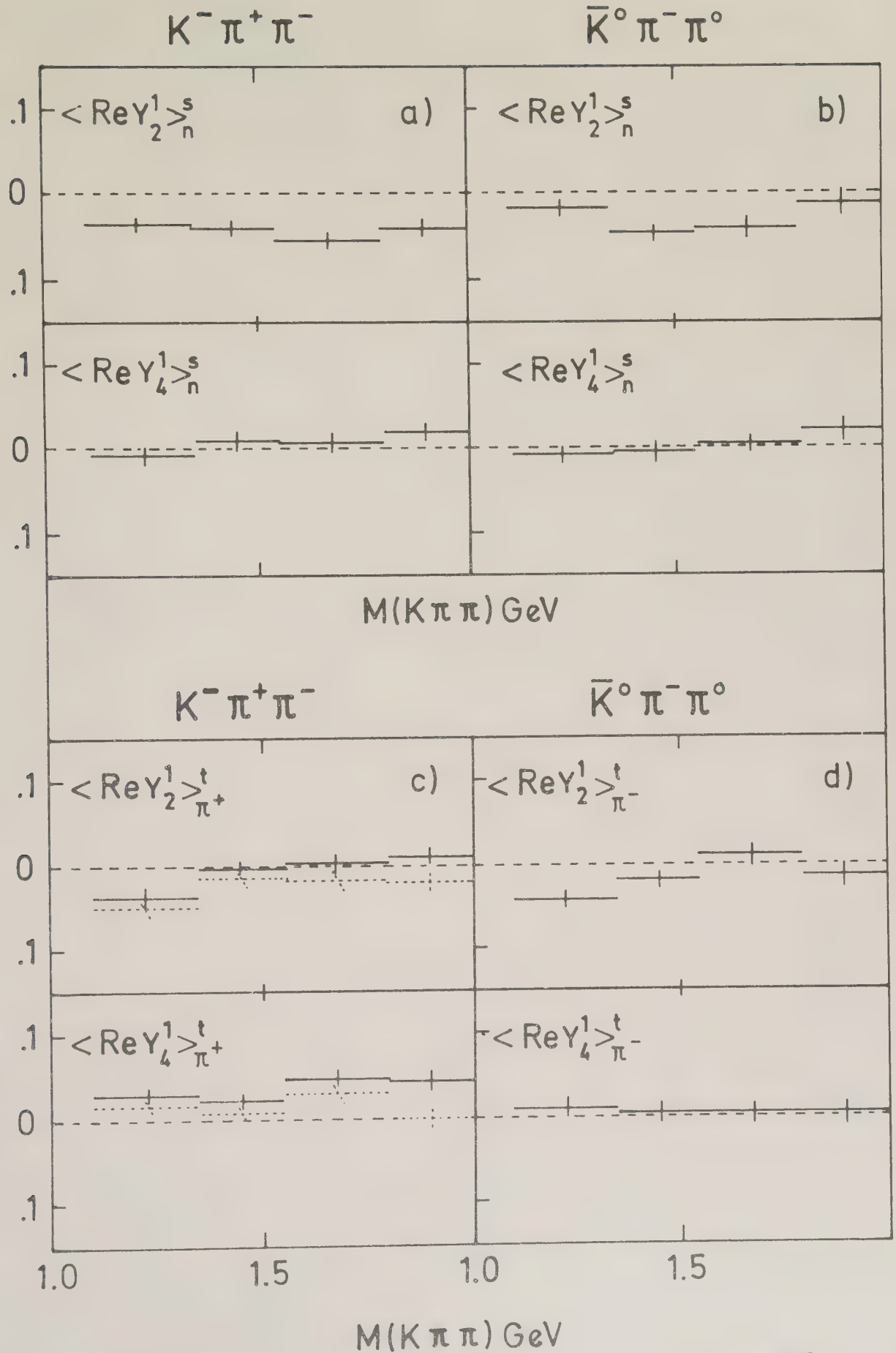

$K^-\pi^+\pi^-$
$\bar{K}^\circ\pi^-\pi^\circ$
$<ReY_2^1>_n^s$ a)
$<ReY_2^1>_n^s$ b)
$<ReY_4^1>_n^s$
$<ReY_4^1>_n^s$
.1
0
.1
M(Kππ) GeV
$K^-\pi^+\pi^-$
$\bar{K}^\circ\pi^-\pi^\circ$
$<ReY_2^1>_{\pi^+}^t$ c)
$<ReY_2^1>_{\pi^-}^t$ d)
$<ReY_4^1>_{\pi^+}^t$
$<ReY_4^1>_{\pi^-}^t$
1.0
1.5
M(Kππ) GeV

Fig. 42

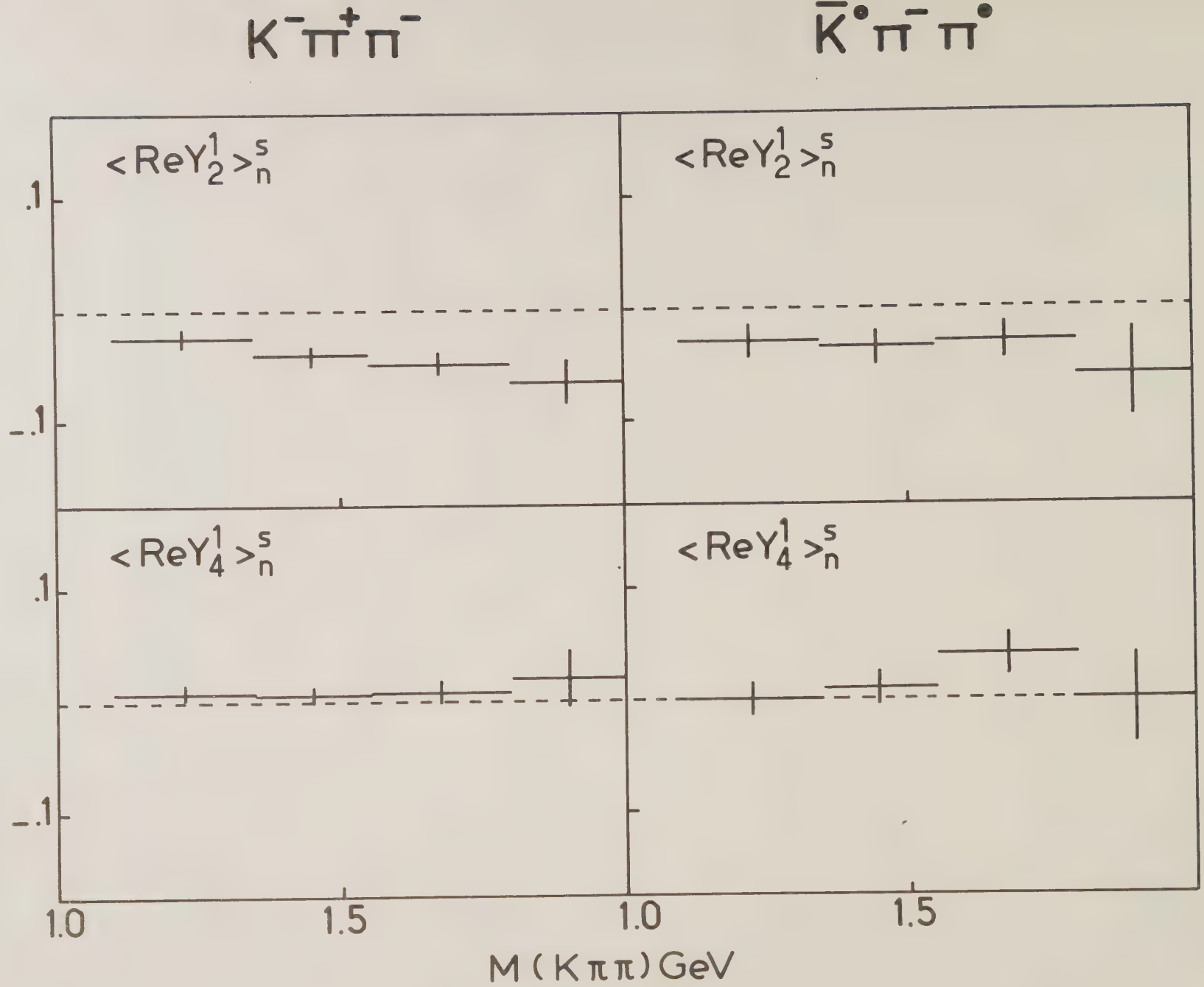

$K^-\pi^+\pi^-$
$\bar{K}^0\pi^-\pi^0$
$<ReY_2^1>_n^s$
$<ReY_2^1>_n^s$
$<ReY_4^1>_n^s$
$<ReY_4^1>_n^s$
.1
-.1
.1
-.1
1.0
1.5
1.0
1.5
M(Kππ) GeV

Fig. 43

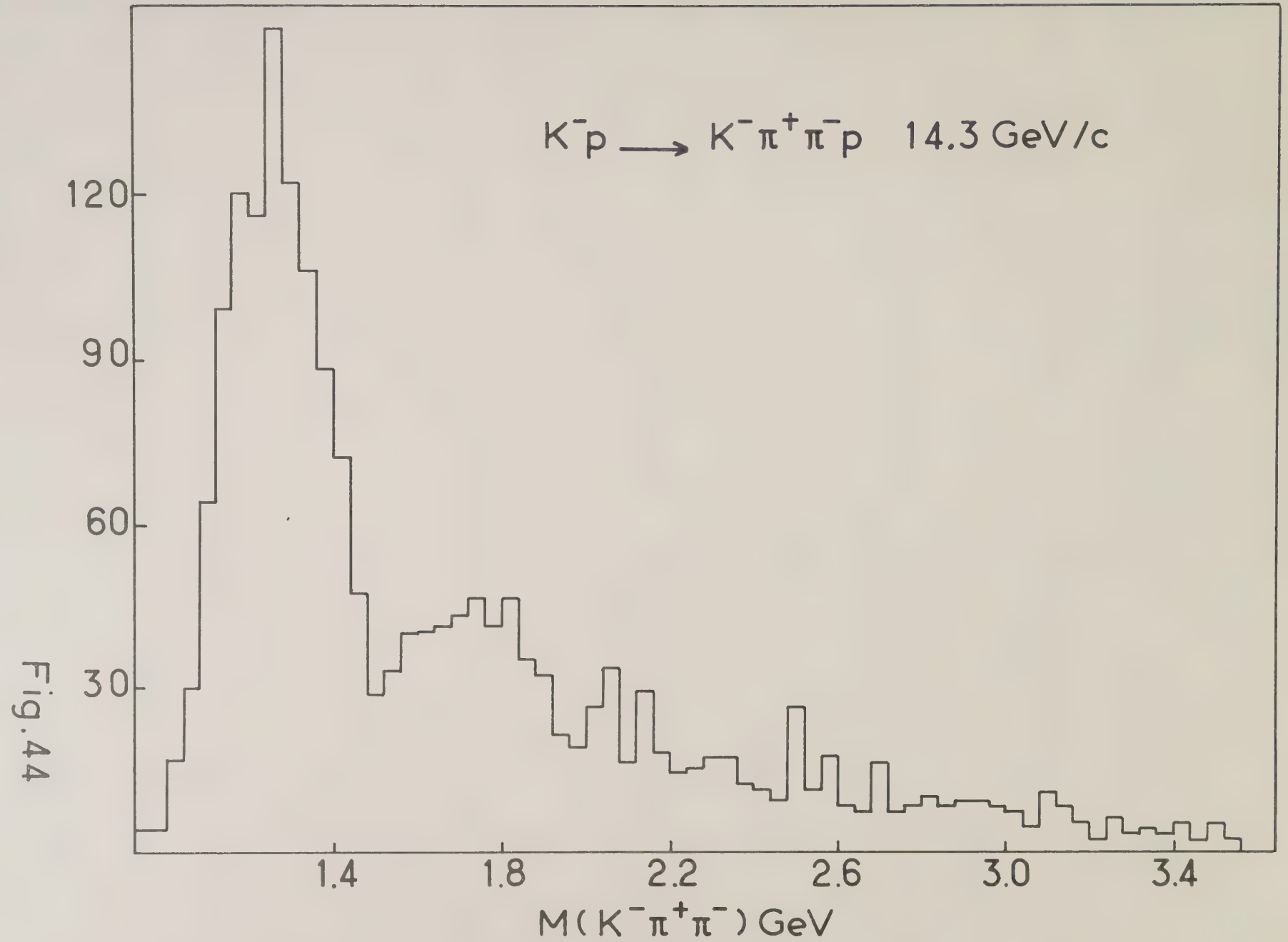

$K^-p \longrightarrow K^-\pi^+\pi^-p$ 14.3 GeV/c
120
90
60
30
1.4
1.8
2.2
2.6
3.0
3.4
$M(K^-\pi^+\pi^-)$ GeV
nbre dévts

Fig. 44

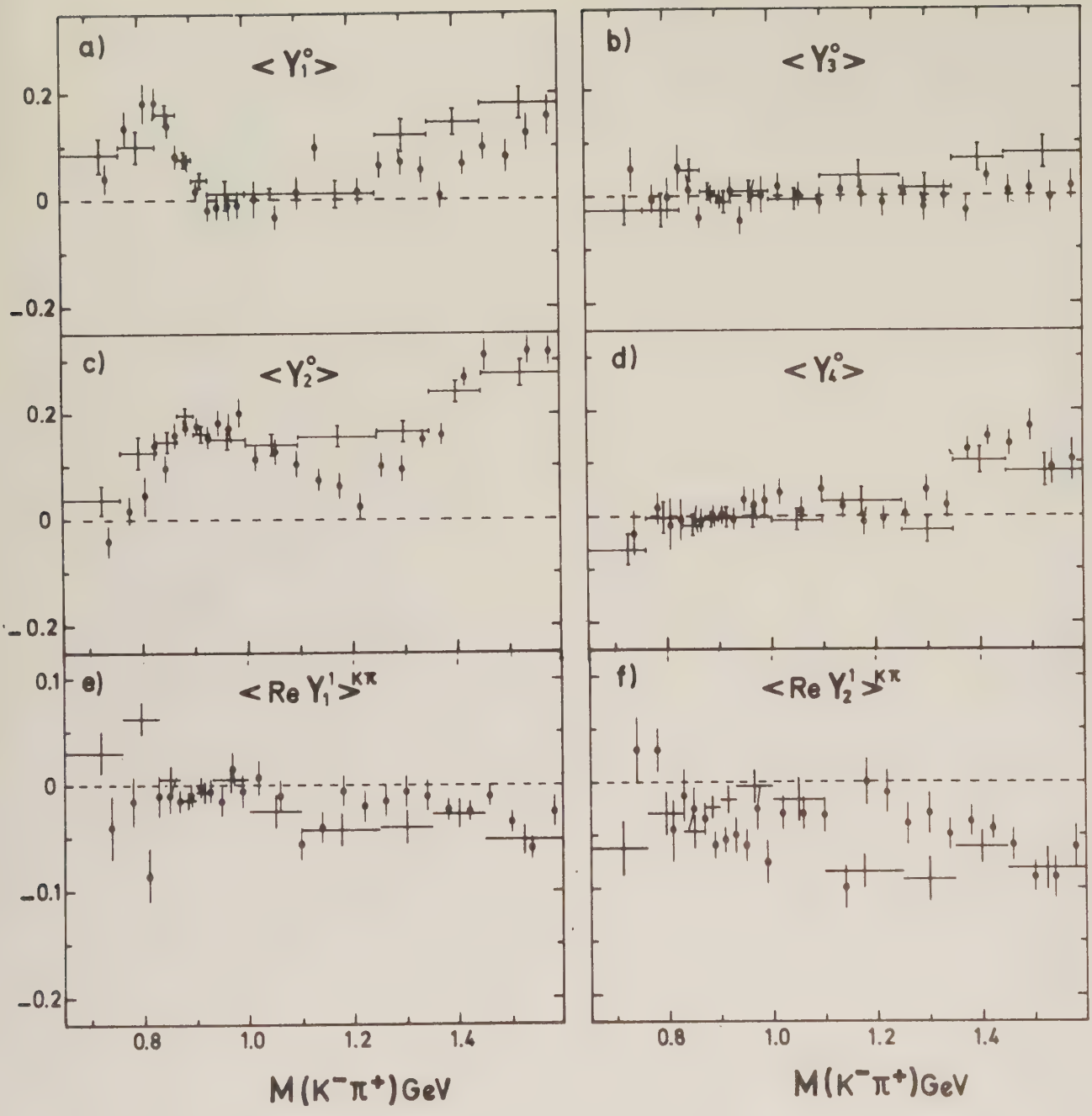

a)
$\langle Y_1^0 \rangle$
b)
$\langle Y_3^0 \rangle$
c)
$\langle Y_2^0 \rangle$
d)
$\langle Y_4^0 \rangle$
e)
$\langle \mathrm{Re}\, Y_1^1 \rangle^{K\pi}$
f)
$\langle \mathrm{Re}\, Y_2^1 \rangle^{K\pi}$
0.2
0
-0.2
0.1
-0.1
0.8
1.0
1.2
1.4
$M(K^-\pi^+)$GeV

Fig.45

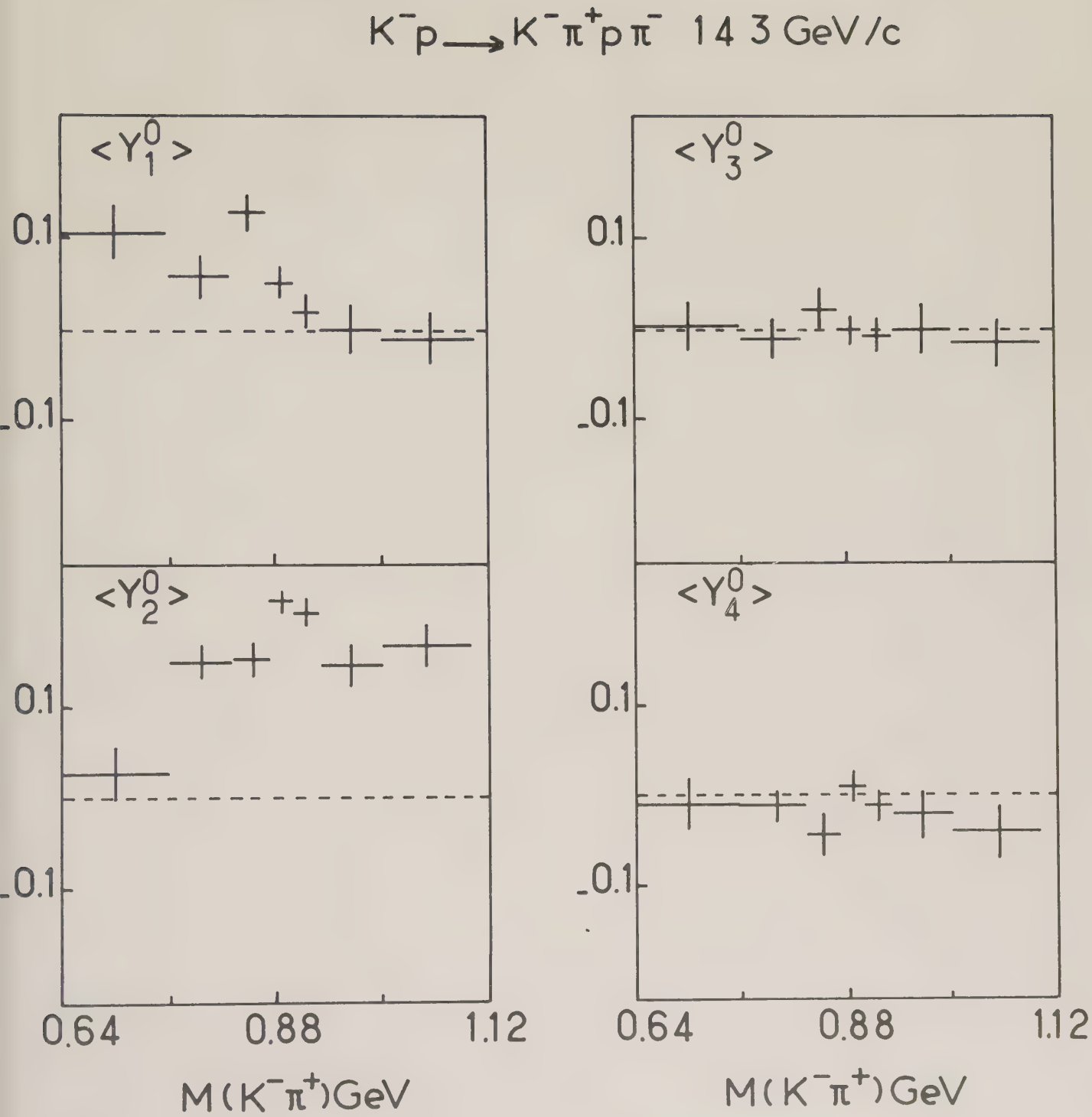

$K^-p \longrightarrow K^-\pi^+p\pi^-$ 14 3 GeV/c
$\langle Y_1^0 \rangle$
$\langle Y_2^0 \rangle$
$\langle Y_3^0 \rangle$
$\langle Y_4^0 \rangle$
0.1
-0.1
0.64
0.88
1.12
$M(K^-\pi^+)$GeV

Fig .46

C O N C L U S I O N S

IV - CONCLUSIONS

1 - Résumé des résultats

De cette étude de la production du Q^- et du L^- qui nous a permis de comparer 2 énergies incidentes 3.9 GeV/c et 14.3 GeV/c, 14.3 GeV/c étant la plus haute énergie étudiée, jusqu'à présent, il ressort que :

1) Les sections efficaces des réactions $K^-p \to Q^-p$ et $K^-p \to L^-p$ décroissent légèrement quand l'impulsion incidente P_{Lab} augmente. Si nous paramètrons cette dépendance par P_{Lab}^{-n}, nous obtenons $n = .4 \pm .1$ dans la région du Q, c'est-à-dire la même valeur que pour la diffusion élastique K^-p, et $n = .8 \pm .1$ dans la région du L.

2) Les spectres de masse $K^-\pi^+\pi^-$ et $\bar{K}^\circ\pi^-\pi^\circ$ sont différents dans la région du Q à 14.3 GeV/c. Cette différence peut être attribuée au mode de désintégration $Q \to \rho K$, la désintégration dominante est $K^*(890)\pi$. Le Q et le L présentent également un mode $\kappa\pi$. Nous avons également mis en évidence, dans la région de masse du L, des accumulations d'événements correspondant aux seuils $K^*(1420)\pi$, $K f^\circ$, $K^*(890) f^\circ$, $K^*(890)\omega$; $K\phi$. Le spectre de masse $K^*(890)\pi$ présente, également un épaulement dans cette région.

3) L'état de spin-parité dominant du système $K^*(890)\pi$ est 1^+ (onde S) dans la région du Q et 2^- dans la région du L. L'état de spin-parité dominant du système $K^*(1420)\pi$ est également 2^- dans la région du L.

4) Les ajustements du diagramme de Dalitz dans la région du Q, en supposant un système 1^+ d'onde S $K^*(890)\pi$ et Kf° superposé

à un fond 0^-, indiquent que le rapport α des modules des amplitudes de désintégration $K\rho/K^*(890)\pi$ décroit à 14.3 GeV/c en fonction de la masse M ($K\pi\pi$). Ce rapport est à peu près constant pour les masses M ($K\pi\pi$) entre 1.2 et 1.5 GeV à 3.9 GeV/c. Enfin, α est plus petit, pour un intervalle de masse $K\pi\pi$ donné, à 3.9 GeV/c qu'à 14.3 GeV/c.

5) La pente de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ décroit quand la masse $K\pi\pi$ croît, pour les deux états $K^-\pi^+\pi^-$ et $\bar{K}^0\pi^-\pi^0$. Dans la région du Q, la pente croît plus en fonction de l'énergie pour l'état final $K^-\pi^+\pi^-$. A 3.9 GeV/c, les valeurs de la pente sont les mêmes pour les deux états finals.

6) Les sections efficaces différentielles $d\sigma/dt\ (K^-p \to Q^-p)$ et $d\sigma/dt\ (K^+p \to Q^+p)$ se croisent à haute énergie, à $|t| \sim .17$ GeV^2. Les sections efficaces différentielles de la diffusion élastique $K^\pm p$ se croisent au même endroit.

7) Le rapport de l'échange d'isospin I = 1 sur l'échange d'isospin I = 0 est de 25 % à 3.9 GeV/c et de 10 % à 14.3 GeV/c, pour les masses M ($K\pi\pi$) < 1.3 GeV. De même, le Q^- peut être produit dans la réaction $K^-p \to Q^-\Delta^+(1236)$.

8) La conservation de l'hélicité dans le canal t et la conservation de l'hélicité dans le canal s ne sont pas vérifiées dans la production du système $K\pi\pi$ à 14.3 GeV/c, en particulier dans la région du Q.

9) La distribution angulaire de désintégration du système $K^-\pi^+$ dans la région $K\pi\pi$ diffractive, est similaire à celle du système $K^+\pi^-$ produit dans la réaction $K^+p \to K^+\pi^-\Delta^{++}$.

2 - Discussion

Les différents résultats montrent la complexité des systèmes Q et L et il est difficile de conclure sur leur nature.

Cependant, nous pouvons exclure une interprètation du Q en terme d'une seule résonance. En effet, une seule résonance ne peut expliquer :

i) La variation du modèle de la constante de couplage $(Q \to K\rho)/(Q \to K^{*}(890)\pi)$ en fonction de la masse $K\pi\pi$ et de l'énergie incidente.

ii) La variation de la pente de la section efficace $d\sigma/dt$ en fonction de la masse $K\pi\pi$, pour les états $K^-\pi^-\pi^\circ$ et $\bar{K}^\circ\pi^-\pi^\circ$. De même, si nous ne pouvons pas affirmer que la région du L n'est pas constituée par une seule résonance, son état de spin-parité étant 2^-, il ne peut être assimilé avec la structure $K\pi$ observée dans les réactions $K^+n \to K^+\pi^-p(\pi^\circ)$. D'un autre point de vue, un simple modèle d'échange de π du type Deck ne peut pas interprèter les résultats expérimentaux dans la région du Q. Un tel modèle, en particulier, s'il peut expliquer le croisement des sections efficaces $d\sigma/dt\ (K^-p \to Q^-p)$ et $d\sigma/dt\ (K^+p \to Q^+p)$ est en contradiction avec le croisement des sections efficaces $d\sigma/dt\ (K^\circ p \to Q^\circ p)$ et $d\sigma/dt\ (\bar{K}^\circ p \to \bar{Q}^\circ p)$.

Mais, peut être un modèle de Deck plus complexe, tenant compte de corrections absorptives par exemple, pourrait interprèter ces effets de croisement.[9] Mais, jusqu'à présent, aucun modèle de ce type n'a été explicitement formulé.

Nous devons noter cependant que, si un modèle d'échange de π ne peut pas interprèter complètement la production du Q, la simi-

litude des distributions angulaires de désintégration des systèmes $(K\pi)^\circ$ produits dans les réactions $K^- p \to K^- p \pi^+ \pi^-$ et $K^+ p \to K^+ \pi^- \Delta^{++}$ suggère que ce mécanisme d'échange de π est présent dans la production de Q et de L. Ce mécanisme est également suggéré par la présence des bosses aux seuls cinématiques $K^*(890)\ \pi$, $K^*(1420)\pi$, $K f^\circ$, $K\phi$, $K^*(890)\rho$ et $K^*(890)\ \omega$...

Dans cet ordre d'idée, le Q et le L peuvent s'interprèter par des mécanismes de dissociations du K incident en $K^*(890)\ \pi$, $K^*(1420)\ \pi$ etc... interfèrant avec une ou plusieurs résonances. Cette résonance pouvant être, dans la région du Q, le K_B, mais il ne peut être produit diffractivement sans violation de SU3. Cela peut être également le C qui se désintègre préférentiellement en $K\rho$ et qui peut être produit diffractivement.

De même, les mécanismes de production du Q, en particulier l'analogie avec la diffusion élastique Kp s'interprètent bien dans le cadre du modèle des deux résonances, suggéré par les ajustements des diagrammes de Dalitz. Notons toutefois que le système $K\pi\pi$ diffractif aurait un comportement différent du système $\pi\pi\pi$ diffractif produit dans les réactions $\pi^\pm p \to (\pi\pi\pi)^\pm p$. Une analyse récente [63] montre en effet que les systèmes $1^{++}\ A_1$, et $2^{-+}\ A_3$ ont un comportement non résonnant. Il en est de même du système d'onde P $\pi\rho$ de spin-parité 2^-.

Nous allons terminer par quelques suggestions pour l'avenir. Pour résoudre plus complètement le problème de la nature du Q et du L, des expériences à très hautes statistiques et à plusieurs énergies sont nécessaires. Elles peuvent être réalisées avec des

appareillages électroniques. La configuration géométrique très particulière des événements correspondant au Q et au L dans les réactions $K^- p \to K^- \pi^+ \pi^- p$ et $K^- p \to K^0 p \pi^- \pi^0$, permettraient de réaliser une analyse en ondes partielles [63] où les variables énergétiques et angulaires ne sont pas traitées séparément. De même, on pourrait avoir ainsi accès à certains moments sensibles aux interférences entre plusieurs états de spin-parité définis [38].

APPENDICES

APPENDICE A

Désintégration en 3 particules O^- : $a + b \to Q + C$
$\to O^- O^- O^-$

Nous considérerons d'abord le cas où le système des trois particules (ici $K\pi\pi$) est un mélange de plusieurs états J^η. Ce mélange peut être représenté par une matrice densité hermétique $\rho^{J\ \eta\ m}_{J'\eta'm'}$ [88].

En utilisant les symboles "3j" de Wigner, nous obtenons la décomposition multipolaire suivante :

$$^{JJ'}t^{L}_{M} = \left[(2J+1)\ (2J'+1)\right]^{1/4} \sum_{m,m'} \begin{pmatrix} J & L & J' \\ m & M & m' \end{pmatrix} \rho^{J'\ \eta'm'}_{J\ \eta\ m} \qquad (A1)$$

Si l'axe Oy est perpendiculaire au plan de production, la conservation de la parité à la production implique [88] :

$$\rho^{J\ \eta\ m}_{J'\eta'm'} = \eta\ \eta'(-)^{J-J'}\ (-)^{m-m'}\ \rho^{J\ \eta\ m}_{J'\eta'-m'}$$

$$\text{et } ^{JJ'}t^{L}_{M} = \eta\eta'(-)^{L-M}\ \ ^{JJ'}t^{L}_{-M} \qquad (A2)$$

L'état final du système Q est défini par les énergies des 3 particules E_1, E_2 et E_3, et par les 3 angles d'Euler α,β,γ d'un trièdre Ox'y'z' lié à la désintégration

par rapport au trièdre Oxyz de référence [55] . Dans ce qui suit, Oz' sera normal au plan de désintégration, Ox' (ou Oy') le long d'une particule. Le système de référence est le système de G.J. Un état pur (J,M) sera défini par :

$$|JM\ u\ E_1\ E_2\ E_3\rangle = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} \int D^{J*}_{Mu}(\alpha\beta\gamma)\,|\alpha\beta\gamma) E_1E_2E_3\rangle\, d\alpha\, d\gamma\, \sin\beta d\beta \qquad (A3)$$

Les fonctions D sont la représentation du groupe de rotation :

$$D^J_{Mu}(\alpha\beta\gamma) = e^{-iM\alpha}\, d^J_{Mu}(\beta)\, e^{-iu\gamma} \qquad (A4)$$

Dans ces expressions, u désigne la projection de J sur Oz'.

Dans le cas général d'un mélange, on peut déduire de (A3) la distribution qui décrit l'état final :

$$W(\alpha\beta\gamma E_1E_2E_3) = \frac{1}{8\pi^2} \sum_{\substack{m,m' \\ Jn,Jh'}} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)}\ \rho^{Jnm}_{J'n'm'} \sum_{u,u'} D^{J*}_{mu}\ D^{J}_{m'u'}$$

$$F^{Jn}_u(E_1E_2E_3)\, F^{J'n'*}_{u'}(E_1E_2E_3) \qquad (A5)$$

Les expressions F^J_u sont les amplitudes de désintégration du système Jη. La conservation de la parité entraîne [55] :

$$F^{Jn}_u = n(-)^{u+1}\ F^{Jn}_u \implies F^{Jn}_u = 0 \text{ si } n(-)^u = 1 \qquad (A6)$$

- Densité du diagramme de Dalitz

En intégrant la distribution (A5) sur les angles α β γ, on obtient la densité de population du diagramme de Dalitz. Utilisons la relation d'orthogonalité des fonctions D :

$$\frac{1}{8\pi^2}\int D^{J_1*}_{m_1'm_1} D^{J_2}_{m_2'm_2} \, d\alpha d\gamma \sin\beta d\beta = \frac{1}{2J_1+1}\delta_{m_1m_2}\delta_{m_1'm_2'}\delta_{J,J_2} \quad (A7)$$

Il va donc apparaître un terme $\delta_{JJ'}$ qui élimine les termes correspondant à des interférences d'états de spins différents. De même, le terme $\delta_{uu'}$ éliminera, compte tenu de (A6), les termes d'interférence de parités opposées. On obtient donc :

$$W(\alpha\beta\gamma) = \sum_{J\eta}\left(\sum_{m}\rho^{J\eta m}_{J\eta m}\right)\left(\sum_{u}|F^{J\eta}_{u}|^2\right)$$

- Distributions angulaires

La distribution angulaire des angles α β et γ s'obtient en intégrant (A5) sur E_1, E_2 et E_3, compte tenu des relations :

$$D^{J*}_{m'm} = (-)^{-m'-m} D^{J}_{-m'-m} \quad (A8)$$

$$D^{J_1}_{m_1'm_1} D^{J_2}_{m_2'm_2} = \sum_{L,m,m'}(2L+1)\begin{pmatrix} J_1 & J_2 & L \\ m_1' & m_2' & m' \end{pmatrix}\begin{pmatrix} J_1 & J_2 & L \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} D^{L*}_{m'm} \quad (A9)$$

On obtient

$$W(\alpha\beta\gamma) = \frac{1}{8\pi^2} \sum_{\substack{J\eta,J'\eta' \\ m,m'}} \sum_{u,u'} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)}\ (-)^m\ (2L+1)$$

$$\rho^{J\eta m}_{J'\eta' m'} \begin{pmatrix} J & J' & L \\ -m & m' & m-m' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J' & L \\ -u & u' & u-u' \end{pmatrix} D^{Lx}_{m-m',u-u'}\ (-)^u$$

$$\int F^{J\eta}_{u}\ F^{J'\eta' x}_{u'}\ d\Omega \qquad (A10)$$

$d\Omega$ représente l'élément de surface du diagramme de Dalitz. En utilisant (A1) et (A7), on obtient le moment :

$$\langle D^{L}_{mM} \rangle = \sum_{J\eta,J'\eta'} (-)^{J'+L} \left[(2J+1)(2J'+1)\right]^{1/4}\ JJ'\ t^{L*}_{m}$$

$$\sum_{\mu} \begin{pmatrix} J & J' & L \\ -\mu & \mu-M & M \end{pmatrix} (-)^{\mu} \int F^{Jn}_{\mu M} F^{J'n'*}_{\mu'}\ d\Omega \qquad (A11)$$

De (A6), on tire $\eta\ \eta'(-)^M = 1$. Les moments $\langle D^{L}_{mM} \rangle$ avec M impair correspondent donc à des interférences de parités opposées.

On déduit de (A2) :

$$\langle D^{L}_{-mM} \rangle = (-)^{L-m-M} \langle D^{L}_{mM} \rangle \qquad (A12)$$

Nous allons appliquer ces résultats aux cas particuliers que nous avons étudiés dans ce travail.

i) Normale au plan de désintégration.

Pour obtenir cette distribution, il faut intégrer (A10) autour de la normale, c'est-à-dire sur γ. On a alors, à cause de (A4) : M = O. Les moments que nous obtiendrons ne seront donc pas sensibles à des interférences entre états de parités opposées. On peut se reporter alors aux harmoniques sphériques, car :

$$D^{J(\alpha\beta\gamma)}_{mO} = \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}}\, Y^{m*}_{J}(\beta\alpha)$$

On déduit de (A12) les conditions imposées par la conservation de la parité :

$$\langle \mathrm{Im}\ Y^{m}_{L}(\beta,\gamma)\rangle = O \quad \text{si L pair}$$

$$\langle \mathrm{Re}\ Y^{m}_{L}(\beta,\alpha)\rangle = O \quad \text{si L impair}$$

ii) Axes internes

Pour obtenir la distribution du K incident par rapport au référentiel Ox'y'z', il faut intégrer sur α, donc m = O. On peut également se ramener aux harmoniques sphériques, puisque :

$$D^{J}_{Om}(\alpha\beta\gamma) = (-)^{m} \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}}\ Y^{m*}_{J}(\beta\gamma)$$

Appliquons (A10) :

$$\langle Y_L^m(\beta\ \gamma)\rangle = 0 \text{ si } (L + m) \text{ est impair.}$$

Les moments avec L et m impairs sont dus à des interférences entre états de parités opposées.

iii) Distribution d'une particule

Dans ce cas, il faut prendre Oz' le long de cette particule et intégrer sur γ. La conservation de la parité impose alors[55] :

$$F^{J\eta}_{-M} = \eta(-)^{J+M+1} F^{J\eta}_{M}$$

On peut montrer alors, en procédant comme précédemment que les moments $\langle Y_L^m(\theta,\phi)\rangle$ avec L impair sont dus aux interférences d'états de parités opposées, la conservation de la parité imposant :

$$\langle \mathrm{Im}\ Y_L^m\ (\beta\alpha)\rangle = 0$$

- 2 particules forment une résonance

Revenons au cas du spin pur et considérons le système d'axes défini dans la section II D 3. La matrice densité de la résonance en deux corps ρ'_{ik} s' exprime en fonction de la matrice densité du système $K\pi\pi$ ρ_{st} par[57] :

$$\rho'_{ik} = \sum_{s,t} \rho_{st}\ D^{J\,*}_{si}\ (\phi,\theta,0)\ D^{J}_{tk}(\rho,\theta,0) F_i^{J\eta *}\ F_k^{J\eta}$$

La conservation de la parité à la désintégration se traduit par :

$$F_i^{J\eta} = \eta(-)^{J+1} F_{-i}^{J\eta}$$

En particulier, $F_0^{J\eta} = 0$ (c'est à dire $\rho'_{00} = 0$) si le système $K\pi\pi$ appartient à la série naturelle. Utilisons (A8) et (A9), on obtient :

$$\rho'_{ik} = \sum_{s,t,L} (-)^{s-i} (2L+1) \rho_{st} \begin{pmatrix} J & J & L \\ -s & t & s-t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J & L \\ -i & k & i-k \end{pmatrix} D^{L*}_{s-t,i-k}(\phi,\theta,o)$$

$$F_i^{J\eta} \; F_k^{J\eta *}$$

Si ces éléments de matrice sont pondérés par D^2_{oo} et D^2_{o2}, puis moyennés sur θ et ϕ, on obtient en utilisant (A7) :

$$\frac{\int 2\rho'_{1-1}(\theta,\phi)\, D^2_{o2}(\phi,\theta,O)\, d\Omega}{\int (\rho'_{11} + \rho'_{-1-1})\, D^2_{oo}(\phi,\theta,O)\, d\Omega} = \eta(-)^{J+1} \frac{\begin{pmatrix} J & J & 2 \\ -1 & -1 & 2 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} J & J & 2 \\ -1 & 1 & O \end{pmatrix}} \qquad \text{(A13)}$$

Si, au lieu d'utiliser D^2_{oo} et D^2_{o2}, nous utilisons D^4_{oo} et D^4_{o2}, on obtient :

$$\frac{\int 2\rho'_{1-1}(\theta,\phi) D^4_{o2}(\phi\ \theta\ o)\ d\Omega}{\int (\rho'_{11} + \rho'_{-1-1})\ D^4_{oo}(\phi\ \theta\ o) d\Omega} = \eta(-)^{J+1} \frac{\begin{pmatrix} J & J & 4 \\ -1 & -1 & 2 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} J & J & 4 \\ -1 & 1 & 0 \end{pmatrix}} \quad \text{(A14)}$$

Remarquons que η désigne ici la parité du système $K\pi\pi$ et non la parité relative comme dans la section II D 3. Ces expressions (A13) et (A14) sont valables pour des valeurs du spin de la résonance supérieures ou égales à 1. On peut donc étendre le formalisme de Berman-Jacob au $K^*(1420)$.

APPENDICE B

Détails sur les ajustements des diagrammes de Dalitz.

- Calcul des intensités théoriques

Nous désirons construire l'amplitude de désintégration M pour le processus :

$$Q \rightarrow K\pi\pi$$

Cette amplitude est une somme de produits de la forme[59)]

$$M = \Sigma M_I M_F M_{JP}$$

où M_I contient l'information d'isospin, M_{JP} l'information sur le spin J et la parité P de Q. La dépendance en fonction des énergies des 3 particules se trouve dans le terme M_F qui est un "facteur de forme", du type Breit-Wigner par exemple. Dans le cas qui nous intéresse, le Q est un état d'isospin (1/2,-1/2) se désintégrant en $K^*\pi$ et en $K\rho$.

Nous allons commencer par donner la forme de M_I. Il y a 2 π dans l'état final $K\pi_1\pi_2$, la statistique de Bose impose que la fonction d'onde ait la forme générale :

$$|K\pi\pi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|K_1\pi_2\rangle + |K_2^x\pi_1\rangle\} + \alpha e^{i\beta}|K\rho\rangle$$

d'où, on obtient, puisque $I_3 = -1/2$

$$|K\pi\pi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{\frac{1}{3}}\,|K_1^{*-}\,\pi_2^{\circ}\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|K^{*\circ}_1\,\pi^{-}_2\rangle + \right.$$

$$\sqrt{\frac{1}{3}}|K_2^x \pi_1^\circ> - \sqrt{\frac{2}{3}}|K_2^{x-} \pi_1^\circ> - \sqrt{\frac{2}{3}}|K_2^{x\circ} \pi_1^->\Big] + \alpha e^{i\beta}\Big[\sqrt{\frac{1}{3}}\ |K^- \rho^\circ > \sqrt{\frac{2}{3}}|K^\circ \rho^->\Big]$$

En tenant compte des facteurs d'isospin venant des désintégrations du K^* et du ρ, on obtient les coefficients correspondant aux relations [8] et [9]. Dans le cas des désintégrations en $K\pi$ et $K\varepsilon$, on procéde de la même manière.

Pour obtenir M_{JP} dans la représentation d'impulsion, nous allons utiliser le formalisme tensoriel de Ch. Zemmach[59]. Construisons, à titre d'exemple, l'expression de M_{JP}, pour l'hypothèse 1^+ avec une onde S $K^*\pi$ et $K\rho$ (sans désintégration en $K\pi$ et $K\varepsilon$). L'état final peut être représenté par un vecteur $\vec{e}_Q$ que nous pouvons supposer normalisé. Le K^* et le ρ étant des états 1^-, on peut les représenter par les vecteurs $\vec{p}_K$ et $\vec{p}_\pi$. Ces vecteurs représenteront les états finals $K^*\pi$ et $K\rho$, puisque la désintégration a lieu par l'intermédiaire d'une onde S. Après intégration sur les orientations de la normale au plan de désintégration, en tenant compte des relations :

$$\int e_i e_j \vec{de} = \delta_{ij} \quad \text{et} \quad \int e_i \vec{de} = 0 \ \forall i$$ que nous utiliserons dans le calcul de $|\mathcal{M}|^2$, on obtient les dépendances angulaires internes données par les expressions A_V, A_V. Dans le cas du système $0^- \to 0^+ 0^-$, les vecteurs que nous venons de considérer sont remplacés par des scalaires.

Enfin, les termes du type M_F sont obtenues à partir de Breit-Wigner d'onde S ou P, suivant le cas. Ils contiennent également les paramètres de phase et d'intensités relatives à ajuster.

- Principe de l'ajustement

Nous allons maintenant décrire brièvement le programme utilisé pour ajuster les paramètres librès de l'intensité des diagrammes de Dalitz. L'ajustement a pour but de rendre au maximum le logarithme de la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L} = \text{Log } L = \text{Log } \frac{\prod_{i=1}^{N} L_i}{\left(\int L_i d\Omega\right)^N}$$

Dans cette expression N est le nombre d'événements considéré et L_i est l'intensité théorique correspondante. L'intégrale qui figure au dénominateur est une intégralesur l'espace de phase Ω. Elle est obtenue à l'aide d'une méthode de Monte Carlo. Pour chaque événement tiré, on déduit L_i et $d\Omega$, puis l'intégral par sommation.

Dans la seconde partie du programme, nous procédons à l'ajustement. Pour chaque événement réel, les quantités L_i sont calculées. On en déduit $\mathcal{L}$ ainsi que les matrices $\mathcal{L}'$ et $\mathcal{L}''$ des dérivées premières et secondes. Dans chaque intéraction, les paramètres α_i varient de la quantité $\Delta\alpha_i$:

$$\vec{\Delta\alpha} = \varepsilon \mathcal{L}''^{-1} \mathcal{L}',$$

ε est le signe de la convexité de $\mathcal{L}$ (c'est-à-dire de $\mathcal{L}' \mathcal{L}''^{-1} \mathcal{L}'$). Les erreurs sur les paramètres $\delta\alpha_i$ ont été estimées par $\mathcal{L}''^{-1}$. L'ajustement a été jugé satisfaisant quand $\left|\frac{\Delta\alpha_i}{\delta\alpha_i}\right| < .3 \ \forall i$. Cela a nécessité de 5 à 10 interactions en moyenne.

Une fois l'ajustement réalisé, nous avons procédé à un tirage d'événements suivant la densité théorique obtenue, ce qui nous a permis de comparer les masses effectives $K\pi$ et $\pi\pi$, théoriques et expérimentales.

REFERENCES

1. G.W. Brandenburg et al.
N.P. B45 (1972) 397.

2. G. Alexander et al.
N.P. B13 (1969) 503.

3. K.W.J. Barnham et al.
N.P. B25 (1970) 49.

4. B.C. Shen et al.
P.R.L. 17 (1966) 726.

5. G. Bassompierre et al.
P.L. 26B (1967) 30.

6. A.F. Garfinkel et al.
P.R.L. 26 (1971) 1505.

7. J.M. Bishop et al.
N.P. B9 (1969) 403.

8. M.S. Farber et al.
P.R. D1 (1970) 78.

9. G.L. Kane,
RPP/T/20

10. G. Goldhaber et al.
P.R.L. 19 (1967) 972.

11. A. Firestone
The Q region of Kππ Mass - Experimental meson spectroscopy (c.u.p., New York, 1970).

12. M.G. Bowler.
The Physics of the Q region of Kππ Mass - Meson resonances and related electromagnetic phenomena (E.C. Bologna, 1972).

13. P.J. Davies et al.
P.R. D5 (1972) 2688.

14. F. Bomse et al.
P.R.L. 20 (1968) 1519.

15. J. Andrews et al.
P.R.L. 22 (1969) 731.

16. C.Y. Chien et al.
P.L. 29B (1969) 433.

17. B. Werner et al.
P.R. 188 (1969) 2023.

18. R. Armenteros et al.
P.L. 9 (1964) 207.

19. J. Barash et al.
P.R. 145 (1966) 1095.

20. D.J. Crennell et al.
P.R.L. 19 (1967) 44.

21. A.Astier et al.
N.P. B10 (1969) 65.

22. A. Bettini et al.
N.C. 62A (1969) 1038.

23. J. Bartsch et al.
N.P. B8 (1968) 9 ; P.L. 22 (1966) 357.

24. J. Bartsch et al.
P.L. 33B (1970) 186.

25. J. Berlighieri et al.
P.R.L. 18 (1967) 1087.

26. G. Bassompierre et al.
P.L. 26B (1967) 49.

27. D. Denegri et al.
P.R.L. 20 (1968) 1194.

28. A. Barbaro-Galtieri et al.
P.R.L. 22 (1969) 1207.

29. M. Aguilar-Benitez et al.
P.R.L. 25 (1970) 54.

30. D.C. Colley et al.
N.P. B26 (1971) 71.

31. J. Bartsh et al.
CERN/D Ph II/PHYS 70-48.

32. D.D. Carmony et al.
P.R.L. 27 (1971) 1160.

33. A. Firestone et al.
UCRL - 20847.

34. B. Chaurand et al.
P.L. 38B (1972) 253.

35. T. Ludlam et al.
P.R. D2 (1970) 1234

36. H.H. Bingham et al.
N.P. B48 (1972) 589

37. I. Videau
Thèse d'Etat (Paris 1971).

38. A. Rougé
Communication privée.

39. B. Drévillon
Thèse de 3ème cycle (Orsay 1970).

40. F. Brun
Thèse de 3ème cycle (Aix-Marseille 1972).

41. Thresh
CERN - TC program Library

42. Grind
CERN - TC program Library

43. E. Barrelet
Thèse d'Etat (Paris 1970)

44. Slice
CERN - TC program Library.

45. D. Andriamasy
Thèse de 3ème cycle (Orsay 1970).

46. H. Videau
Thèse d'Etat (Orsay 1972).

47. W. Galbraith et al.
P.R. B138 (1965) 913.

48. A.H. Rosenfeld et al.
Particle properties (CERN 1972).

49. A. Rougé et al.
NP B46 (1972) 29.

50. A. Volte
Communication privée.

51. L. Van Hove
P.L. 28B (1969) 429 ; NP B9 (1969) 331.

52. W. Kittel
CERN/D.Ph.II/PHYS 71-28.

53. J.V. Beaupré et al.
NP B35 (1971) 61

54. K. Gottfried et J.D. Jackson
NC 33 (1964) 309

55. S.M. Berman et M. Jacob
PR B9B (1965) 1023.

56. D. Branson et al.
PR 132 (1963) 902.

57. S.M. Berman et M. Jacob
SLAC - 43 (1965).

58. G.T. Jones
CERN/D.Ph.II/PHYS. 72-51.

59. C. Zemach
PR 133B (1964) 1201.

60. R. Mercer et al.
NP B32 (1971) 381.

61. H.H. Bingham et al.
NP B41 (1972) 1.

62. D.W.G.S. Leith
SLAC. 1141 (1972).

63. G. Ascoli
"Summary of the experimental situation regarding A_1, A_2, A_3 production". Soumis à la conférence de Batavia (1972).

64. W. Kittel et al.
N.P. B30 (1971) 333.

65. E. de Wolf et al.
CERN/D PH II/PHYS 72-23.

66. R. Barloutaud et al.
PL 38B (1972) 257.

67. J.V. Beaupré et al.
PL 41B (1972) 393

68. R. Barloutaud
Quasi-two body and two body inelastic hadronic interactions
(Proceedings of the IVth International Conference on High Energy collisions - Oxford 1972).

69. J. Ballam et al.
P.R. D5 (1972) 545.

70. G. Giacomelli
Rapport à la 16ème conférence internationale de Physique des hautes énergies (Batavia - 1972).

71. D. Denegri
Communication privée.

72. A. Firestone,
N.P. B47 (1972) 384.

73. G. Giacomelli et al.
INFN/AE - 70/9.

74. R.J. Miller et al.
P.L. 38B (1972) 253.

75. R.J. Miller et al.
RPP/H/102.

76. E. Bracci et al.
CERN/HERA 72-1.

77. L. Stodolski
PRL 18 (1967) 973.

78. G. Cozzika et al.
PL 40B (1972) 281.

79. F. Gilman et al.
PL 31B (1970) 387.

80. D.R.O. Morrison
CERN/DPH II/70-64.

81. F. Grard et al.
NCL 2 (1971) 305.

82. J.V. Beaupré et al.
NP B47 (1972) 51.

83. B. Buschbeck et al.
NP B35 (1971) 511.

84. J.V. Beaupré et al.
PL 34B (1971) 160.

85. G. Cohen-Tannoudji et al.
PL 33B (1970) 183.

86. C. Thermes
Thèse de 3ème cycle (Orsay-1971).

87. J.T. Donohue
NP B35 (1971) 213.

88. M.G. Doncel et al.
Matrices densités de polarisation (Ecole d'Eté de Gif sur Yvette 1970)

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur L. Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire. Je remercie également Monsieur le Professeur B.P. Grégory de la confiance qu'il a bien voulu me témoigner.

J'ai particulièrement apprécié de travailler, depuis mon entrée au laboratoire, avec Monsieur R.A. Salmeron, qui a guidé mes travaux. Ses conseils amicaux et ses encouragements constants m'ont été très précieux.

Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec Messieurs R. Barloutaud et D. Denegri. J'ai bénéficié de leur grande compétence scientifique et de leurs conseils éclairés. Je tiens à leur exprimer ma gratitude. Je remercie également Monsieur A. Rougé dont j'ai apprécié, tout au long de ce travail, les grandes connaissances et la grande disponibilité.

Je voudrais exprimer aussi à Messieurs B. Chaurand, D. Linglin, G. Labrosse, R. Lestienne et A. Volte, tout le plaisir que j'ai eu à travailler avec eux dans une ambiance amicale et détendue.

Je remercie tous les physiciens des autres laboratoires qui ont participé à cette expérience, en particulier Messieurs A. Borg, F. Pierre et M. Spiro.

J'ai également beaucoup apprécié l'aide efficace de Madame Claire Boniface qui a assumé les lourdes tâches de la gestion des programmes et du dépouillement du programme de cinématique. Elle a également réalisé de nombreuses figures de ce travail.

Ma reconnaissance va à tous ceux, physiciens, techniciens et opérateurs qui ont assuré la prise des photos, le dépouillement et la mesure.

Mademoiselle M.F. Leveau a dactylographié la plus grande partie du texte, Mesdemoiselles A.M. Hernecq, H. Noir, D. Rivals ainsi que Mesdames B. Maroquesne et B. Lépine m'ont également aidé avec beaucoup de bonne volonté, je les remercie toutes vivement.

Enfin, je remercie Monsieur Joliclercq pour ses photographies et Monsieur Arbouse qui a assuré le tirage.

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PERMIS D'IMPRIMER

Doctorat d' ETAT

Thèse de SCIENCES PHYSIQUES

Nom DREVILLON

Prénoms Bernard

Date et lieu de naissance 2 Février 1946 à ST GILDAS de RHUYS (Morbihan)

SUJET :

Thèse : Etude des systèmes Ω^- et Λ produits dans les interactions K^- p à 3,9 GeV/c et 14.3 GeV/c

Vu et approuvé :

Orsay, le 13.4.73

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :

M. STEINBERG